ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 13 DÉCEMBRE 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie qu'à l'occasion de la fête de Noël la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 27 décembre au lieu du lundi 25.

OPTIQUE. — *Sur la réalisation des lames auxiliaires employées dans les recherches faites avec la lumière polarisée.* Note [1] de MM. **Aimé Cotton** et **Pierre Manigault**.

Lames quart d'onde. — Les lames quart d'onde ont de nombreuses applications dans les laboratoires de Physique, et des *bilames quart d'onde* disposées comme une bilame de Bravais se sont montrées très utiles pour produire des rayons polarisés circulairement. Mais ces bilames peuvent aussi servir à rechercher de faibles biréfringences par l'apparition de ces teintes en nicols parallèles dont nous avons signalé l'utilité.

Actuellement, on ne possède pas encore de lames quart d'onde convenant dans un domaine étendu de radiations, qu'il s'agisse de radiations visibles ou de rayons ultraviolets de courtes longueurs d'onde; on est conduit à en utiliser plusieurs choisies spécialement pour les diverses radiations employées. Or, quand on veut faire des mesures de précision avec des lames quart d'onde, il est bon, comme on sait, de supprimer les réflexions parasites qui, le plus souvent, troublent les propriétés optiques d'un tel mica employé nu. Les réflexions partielles parasites qui se produisent sur les surfaces extrêmes de la lame font en effet qu'il se superpose au faisceau direct des faisceaux qui ont traversé trois fois, cinq fois etc., l'épaisseur de la lame. Ces réflexions parasites existent toujours. Ce n'est que pour les lames demi-onde (employées en lumière parallèle et monochromatique) qu'elles ne gênent pas du tout. Dans le cas général, une lame cristalline employée nue est toujours affectée par leur présence et l'on peut même dire qu'on n'observe jamais exactement, en lumière blanche polarisée, les véritables propriétés optiques d'une lame cristalline. Mais les inconvénients de ces réflexions sont particulièrement marqués dans le cas

---

[1] Séance du 27 novembre 1944.

des lames quart d'onde, parce que les faisceaux parasites sont polarisés tout autrement que le faisceau directement transmis et ne sont pas du tout éteints par un analyseur en même temps que ce dernier.

Pour éviter ces inconvénients Chaumont, Rabinovitch ont employé avec succès des lames quart d'onde immergées dans des cuves prismatiques contenant un liquide d'indice voisin, l'ensemble constituant un prisme à vision directe pour la radiation monochromatique employée. Mais il existe maintenant des techniques nouvelles pour atténuer l'effet des réflexions parasites sur les surfaces limites des verres des instruments d'optique en modifiant ces surfaces, par exemple en y déposant des couches très minces convenablement choisies d'indice de réflexion plus faible. Nous proposons d'appliquer ces techniques aux cristaux (même biréfrigents) et en particulier aux micas quart d'onde.

Le but que l'on se propose n'est pas, à vrai dire, exactement le même que celui qu'on recherche dans le cas des verres des instruments d'optique, où l'on désire le plus souvent augmenter la clarté des images en évitant des pertes inutiles de lumière. Ici ce qu'il faut surtout, c'est supprimer autant que possible ces faisceaux qui sont nuisibles, puisque leur influence est accentuée par l'interférence entre les deux sortes de vibrations principales dirigées suivant les lignes neutres de la lame. Un progrès marqué serait déjà réalisé si, sur une des deux surfaces limites, l'une des vibrations, d'indice n_1, était supprimée complètement. Pour l'autre face, on pourrait essayer de supprimer les vibrations à angle droit qui ont l'indice n_2. Parmi les techniques étudiées qui ont déjà fait l'objet de publications, on peut citer la méthode des fluorures (²).

On pourrait annuler les réflexions sans traiter les faces mêmes du mica. On immergerait le mica dans un liquide placé entre deux glaces de verre d'indices voisins, l'ensemble formant simplement une lame à faces parallèles. Ce sont les verres eux-mêmes qui auraient été au préalable traités sur leurs faces extérieures. Mais les essais qu'a bien voulu faire exécuter M. Arnuli à l'Institut d'Optique, dans le laboratoire qui y est installé pour le traitement des surfaces, ont montré qu'il n'y a pas de difficulté à supprimer les réflexions sur les surfaces du mica.

Emploi de lames auxiliaires en matières plastiques. — Actuellement, on utilise des cristaux, le mica et aussi le quartz, pour réaliser de telles lames auxiliaires, mais on peut dès à présent affirmer qu'il sera possible de remplacer ces cristaux par des pellicules de matières plastiques artificielles, soit qu'on les rende biréfringentes par des actions mécaniques, soit que leur fabrication même les rende biréfringentes. On aurait même l'avantage de pouvoir disposer de surfaces plus étendues et leur biréfringence pourrait être réglée autrement qu'en changeant l'épaisseur de la lame ou en l'inclinant.

Nous avons remarqué que les pellicules de cellophane du commerce, épaisses d'environ 3/100 de millimètre, sont demi-onde pour des radiations du spectre visible, mais les échantillons que nous avons eus à notre disposition

(²) M. Jacquinot, *Revue d'Optique*, 21, 1942, p. 30.

n'avaient pas encore une épaisseur tout à fait uniforme. Des pellicules plus minces de la même substance, si l'on arrivait à les avoir bien planes, rendraient certainement des services pour faire des lames auxiliaires; elles seraient même, pour l'ultraviolet, nettement plus transparentes que le mica. On pourrait ici encore atténuer l'effet des réflexions parasites.

MAGNÉTOCHIMIE. — *Précisions sur la systématique magnétochimique.* Note de MM. **Paul Pascal** et **Adolphe Pacault**.

Des mesures nouvelles faites sur des composés organiques et des travaux récents reliant la structure et les constantes diamagnétiques permettent d'affirmer certaines données de la systématique que l'un de nous a établie, et obligent à en préciser certains points mal interprétés.

1° *Influence des liaisons éthyléniques.* — La non-saturation fait toujours apparaître une dépréciation diamagnétique, la susceptibilité moléculaire expérimentale K_M étant, en valeur absolue, inférieure à la somme des susceptibilités atomiques ou radicales ΣK_A. Dans le cas de la liaison éthylénique, le terme correctif est $\lambda = +5{,}45.10^{-6}$; mais l'accumulation des doubles liaisons dans une même molécule cesse de se manifester, du point de vue magnétochimique, à partir de la deuxième, de sorte que tous les dérivés polyéthyléniques présentent le même incrément $\lambda = 10{,}55.10^{-6}$. Cette règle avait été énoncée dès 1912 par l'un de nous; les travaux récents de Muller [1] la confirment pleinement et ils apportent le renseignement complémentaire de l'indépendance des liaisons doubles vis-à-vis de la température entre 90 et 294°K.

Le tableau ci-dessous montre que, sauf peut-être pour le diphényldécapentaène, quel que soit n, λ diffère peu de la valeur moyenne $+10{,}50.10^{-6}$, chiffre en parfait accord avec la valeur donnée il y a plus de trente ans pour $n \leqq 3$.

	$-K_M.10^6$ mesuré.	$-\Sigma K_A.10^6$ calculé.	λ.	n.
Diphénylbutadiène $C^6H^5(CH)^4C^6H^5$	129,6	139,9	10,3	2
Diphénylhexatriène $C^6H^5(CH)^6C^6H^5$	146,9	157,8	10,9	3
Diphényloctatétraène $C^6H^5(CH)^8C^6H^5$	164,3	175,6	11,3	4
Diphényldécapentaène $C^6H^5(CH)^{10}C^6H^5$	180,5	193,5	13,0	5
Tétraphénylbutadiène $(C^6H^5)^2C(CH)^2C(C^6H^5)^2$	228,0	238,2	10,2	2
Tétraphénylhexatriène $(C^6H^5)^2C(CH)^4C(C^6H^5)^2$	246,4	256,1	9,7	3
Tétraphényloctatétraène $(C^6H^5)^2C(CH)^6C(C^6H^5)^2$	264,1	273,9	9,8	4
Tétraphényldécapentaène $(C^6H^5)^2C(CH)^8C(C^6H^5)^2$	280,8	291,8	11,0	5

2° *Cas des urées.* — Dès 1912 l'un de nous avait fait remarquer qu'au point de vue magnétique l'urée se différenciait nettement des amides et que la susceptibilité atomique attribuée à l'oxygène par le calcul magnétochimique le

(1) *Zeits. für Elektrochemie*, 45, 1939, p. 593.

faisait considérer comme simplement lié, contrairement à la formule classique à l'époque. La magnétochimie indiquait donc déjà l'utilité d'une révision du schéma structural et conduisait à proposer la formule (I) au lieu de la formule (II) :

$$HN{=}C\begin{smallmatrix}\diagup OH\\ \diagdown NH^2\end{smallmatrix}\ \text{(I)}. \qquad O{=}C\begin{smallmatrix}\diagup NH^2\\ \diagdown NH^2\end{smallmatrix}\ \text{(II)}.$$

On avait, en effet, pour $10^6 K_M$, observé (Pascal) 33,6; calculé [forme (I)] 33,4; calculé [forme (II)] 31,0.

La chimie organique a apporté son appui à cette manière de voir. Les mesures faites ultérieurement sur les urées substituées par C. Clow [2], D. Devoto [3] et P. Pascal [4], permettent alors de définir l'incrément caractéristique de la double liaison $>C{=}N{-}R\ (R \neq H)$, dont la valeur est $\lambda = +1{,}6.10^{-6}$, et de donner la préférence à la formule (II) (tableau ci-dessous).

	$-K_M.10^6$ mesuré.	$-K_M.10^6$ calculé.
Urée	33,4 (D.)	33,4
»	33,6 (P., C.)	–
N méthyl urée	44,6 (C.)	43,7
N méthylol urée	48,3 (C.)	48,3
N éthyl urée	55,5 (D.)	55,5
N propyl urée	67,4 (D.)	67,4
N phényl urée	82,1 (P.)	81,0
NN diméthyl urée	55,1 (D.)	55,5
NN diphényl urée	126,3 (C.)	127,2
NN' diméthyl urée	56,3 (D.)	55,5
NN' diphényl urée	127,5 (C.)	127,2
NN'N triphényl urée	176,5 (P.)	176,4

Les urées tétrasubstituées ne sont pas rattachables au schéma (I); elles présentent une dépréciation diamagnétique moyenne de 5.10^{-6} environ, beaucoup plus importante que celle de la liaison C=N, mais les déterminations expérimentales sont encore trop peu nombreuses pour permettre, à leur sujet, des déductions structurales certaines. Nous montrerons ultérieurement que de pareilles remarques doivent être faites en ce qui concerne les composés à cycles polyméthyléniques.

M. **Auguste Chevalier** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage de André G. Haudricourt et Louis Hédin intitulé *L'Homme et les Plantes cultivées*, dont il a écrit la Préface.

---

(2) *Trans. Far. Soc.*, 33, 1937, p. 381.
(3) *Rend. Atti Naz. Accad. Lincei*, 15, 1932, p. 973.
(4) *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 215.

COMMISSIONS.

Par l'unanimité des suffrages, MM. **Élie Cartan**, **Louis de Broglie**, **Albert Caquot** pour la Division des Sciences mathématiques; **Alfred Lacroix**, **Charles Jacob**, **Emmanuel de Margerie** pour la Division des Sciences physiques sont désignés pour former la Commission qui, sous la présidence de M. le Président de l'Académie, dressera la liste de candidats à l'une des places vacantes d'Associé étranger.

PLIS CACHETÉS.

M. **Alexandre Braun** demande l'ouverture d'un pli cacheté reçu dans la séance du 17 avril 1944 et enregistré sous le n° 11966.

Ce pli, ouvert en séance par M. le Président, contient une Note intitulée *L'expression du frottement tangentiel dans les fluides visqueux en période d'échauffement ou de refroidissement.*

(Renvoi à la Section de Mécanique.)

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de la Guerre** invite l'Académie à désigner deux de ses Membres qui feront partie du Conseil de perfectionnement de l'École polytechnique, conformément au décret du 20 novembre 1944.

MM. **G. Perrier** et **A. Caquot** sont désignés.

L'**Association des Écrivains combattants** invite l'Académie à se faire représenter à la messe qui sera célébrée le 17 décembre, à onze heures, en l'Église Saint-Louis des Invalides, à la mémoire de ses *Morts des deux Guerres*.

M. le **Président** représentera l'Académie à cette Cérémonie.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Connaissance des temps ou des mouvements célestes à l'usage des astronomes et des navigateurs pour l'an 1944, publiée par le Bureau des Longitudes.

M. **Paul Carnot** prie l'Académie de considérer comme non avenue la lettre par laquelle il lui a demandé de le compter au nombre des candidats à l'une des places vacantes dans la Section de Médecine et Chirurgie.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Dérivation, intégration et équations différentielles stochastiques.* Note de M. **Paul Lévy**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Soit $X(t)$ une fonction aléatoire. Nous dirons qu'il y a au point t *continuité locale presque sûre* (pr. s.) si $X(t+\tau)-X(t)$ tend *presque sûrement* vers zéro avec τ. On définit d'une manière analogue la *continuité en probabilité* (pr.), et la *continuité en moyenne quadratique* (m. q.), ou *en moyenne d'ordre* α (m. α). On peut considérer de même différentes définitions, non équivalentes, de la dérivation et de l'intégration stochastiques.

E. Slutsky, J. Kampé de Fériet et d'autres auteurs ont cru pouvoir faire reposer la théorie des fonctions aléatoires sur la notion de la dérivée pr. Nous nous proposons de montrer que cette dérivée ne peut pas rendre les services qu'il est naturel d'attendre d'une dérivée. La notion un peu plus restrictive de dérivée m. q. est à ce point de vue plus intéressante.

Considérons un événement qui, quel que soit le nombre de ses réalisations antérieures, ait une probabilité dt d'être réalisé pendant chaque intervalle de temps élémentaire dt. Soit $X_1(t)$ le nombre de ses réalisations pendant l'intervalle de temps fini $(0, t)$. On sait que

$$\Pr\{X_1(t)=p\}=e^{-t}\frac{t^p}{p!} \quad (p=0,1,2,\ldots).$$

Désignons par $X_2(t)$, $X_3(t)$, ... des fonctions dépendant de la même loi que $X_1(t)$, et indépendantes les unes des autres, et posons

$$X(t)=a_1X_1(t)+a_2X_2(t)+\ldots+a_nX_n(t)+\ldots, \tag{1}$$

les coefficients a_n étant positifs et leur somme étant finie. On démontre que :

Théorème 1. — *Il y a une probabilité unité que la fonction* $X(t)$ *soit constamment croissante. Pourtant elle a en tout point une dérivée pr.* (*et même pr. s.*), *qui est nulle.*

Cet exemple montre que *la connaissance d'une dérivée pr.* (*ou pr. s.*) *ne permet pas de retrouver par intégration la fonction primitive.* Il montre aussi que la continuité locale pr. (ou pr. s.), et même l'existence d'une dérivée pr. (ou pr. s.), bien définie en tout point, n'empêchent pas que la fonction $X(t)$ puisse être presque sûrement discontinue dans tout intervalle.

En introduisant au contraire la dérivée m. q., on a le

Théorème 2. — *Si une fonction aléatoire* $X(t)$ *admet en tout point une dérivée m. q. qui soit continue m. q., l'intégration m. q. de cette dérivée permet de retrouver l'accroissement de la fonction primitive.*

2. Une *équation différentielle stochastique* (éq. diff. stoch.) est une équation qui définit, en fonction de t, x et δt, la loi de probabilité conditionnelle dont dépend l'accroissement $\delta X(t)=X(t+\delta t)-X(t)$ $(\delta t>0)$, dans l'hypothèse

$X(t)=x$, et cela avec une erreur dont, pour fixer les idées, nous supposerons que, pour δt très petit, elle soit $o(\delta t)$ m. q. Si cette loi dépend en outre du passé, c'est-à-dire des valeurs de $X(u)$ pour $u<t$, l'équation est dite *intégro-différentielle stochastique* (int. diff. stoch.). Un processus est en principe bien déterminé par une telle équation. Mais, comme pour les équations différentielles ordinaires du premier ordre, il peut y avoir des *points de Peano*, à droite desquels il y a indétermination.

Exemple. — Soit $dy/dx=f(x, y)$, avec $f(o, o)=o$, une équation admettant un point de Peano à l'origine; supposons les solutions $y=\varphi(x, c)$, qui s'annulent avec x, bien définies par la valeur initiale de y'', de sorte qu'on peut supposer que c'est cette valeur qu'on a prise pour paramètre $c(y''_0=c)$. Soit $X_1(t)$ une fonction aléatoire bornée, définie par une éq. diff. stoch. pour laquelle $t=o$ soit un point ordinaire, par exemple la fonction du mouvement brownien linéaire. Posons

$$X(t)=\varphi(t, c)+t^3X_1(t).$$

Le paramètre c est défini comme limite (pour $t\searrow o$) de $2X(t)/t^2$. Il est indéterminé à l'instant $t=o$, mais déterminé si $X(t)$ est connu dans un intervalle très petit $(o, \tau)(\tau>o)$. Ce point $t=X(t)=o$ est un point de Peano pour l'éq. int. diff. stoch. qui régit le processus.

Donnons maintenant, dans le cas des éq. diff. stoch., une condition suffisante pour qu'une valeur t_0 de t ne soit pas point de Peano. A deux déterminations $X_1(t)$ et $X_2(t)$ de $X(t)$, prenant respectivement pour une certaine valeur de t les valeurs x_1 et x_2, correspondent des accroissements ultérieurs $\delta X_1(t)$ et $\delta X_2(t)$; supposons qu'entre $\delta X_1(t)$ et $\delta X_2(t)$ on puisse établir une corrélation telle que

$$(2)\qquad \mathfrak{M}\{[\delta X_2(t)-\delta X_1(t)]^2\}\leqq(x_2-x_1)^2\varphi^2(t)\,dt^2.$$

THÉORÈME 3. — *Pour que le point t_0 soit point de Peano à droite, il faut que la différence*

$$(3)\qquad \log(t-t_0)-\int\varphi(t)\,dt$$

soit infinie positive avec $1/(t-t_0)$. Si donc, en particulier, l'intégrale de $\varphi(t)$ est finie dans un intervalle (t_0, t_1), l'éq. diff. stoch. étudiée y définit un processus stoch. bien déterminé. Si au contraire la différence (3) est infinie positive, on peut former une éq. diff. stoch. pour laquelle, la formule (2) étant vérifiée, le point t_0 est un point de Peano.

HYDRODYNAMIQUE STATISTIQUE. — *Sur la répartition du tourbillon dans un écoulement turbulent statistiquement permanent.* Note [1] de M. **Roger Brard**, présentée par M. Émile-Georges Barrillon.

Nous avons essayé [2] de justifier la loi de la puissance $1/4$ liant, selon H. Gebelein, la vitesse d'agitation locale à la valeur probable du tourbillon local. Un nouvel examen nous a montré que cette justification elle-même n'est pas acceptable. Cependant, si la loi de la puissance $1/4$ doit être rejetée, un résultat demeure concernant la répartition du tourbillon. Nous supposons :

1° qu'au moment de leur naissance, les filets tourbillonnaires ont tous une même intensité très petite $|Y|$, indépendante de la région considérée; nous appellerons ci-après *filets élémentaires* ces filets tourbillonnaires d'intensité $|Y|$;

2° que tout filet tourbillonnaire existant à une époque t provient de l'agglomération d'un certain nombre n de filets élémentaires et admet ainsi une intensité égale à la somme des intensités des filets élémentaires le constituant;

3° que, dans les régions où le tourbillon est intense, les filets élémentaires, en nombre N, qui, à une époque t, sont embrassés une fois et une seule (ou un nombre impair de fois) par un circuit fermé C de dimensions assez réduites, sont de même signe non aléatoire;

4° que la probabilité de l'événement E, consistant en ce que le volume $\delta\omega$ de centre x, y, z contient un filet d'intensité $|Y|$, embrassé une fois et une seule (ou un nombre impair de fois) par un circuit C donné, est de la forme $g(x, y, z)\,\delta\omega$, et que la corrélation entre les événements E_1 et E_2 relatifs à deux volumes $\delta\omega_1$, $\delta\omega_2$ est une fonction très rapidement décroissante de $x_2 - x_1$, $y_2 - y_1$, $z_2 - z_1$;

5° que le coefficient de corrélation $k\{\xi_i, \xi'_j\}$ entre les composantes ξ_i et ξ'_j des tourbillons $\vec{\xi}$, $\vec{\xi}'$ d'origines A, A′ est une fonction très rapidement décroissante de $x' - x$, $y' - y$, $z' - z$.

Soit δZ une variante égale à 1, si l'événement E relatif à $\delta\omega$ a lieu, et à zéro en cas contraire. On a

$$\mathrm{E}\,\delta Z = g\,\delta\omega \qquad \text{et} \qquad \sigma^2\,\delta Z = g\,\delta\omega - g^2\,\delta\omega^2.$$

Si donc on pose

$$N^\star = \iiint_0^{+\infty} k\{\delta Z(\delta\omega_1), \delta Z(\delta\omega_2)\}\, d(x_2 - x_1)\, d(y_2 - y_1)\, d(z_2 - z_1),$$

on a

$$\mathrm{E}N = \iiint \mathrm{E}\,\delta Z = \iiint_\Omega g\,d\omega, \qquad \sigma^2 N = \sigma^2 \iiint \delta Z = 8N^\star \iint_\Omega g\,d\omega.$$

---

[1] Séance du 27 novembre 1944.

[2] *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 144.

Dans ces conditions, la circulation $\Gamma = NY$ le long de C vérifie

$$\frac{\sigma^2\Gamma}{|E\Gamma|} = 8N^*Y = \text{const.} \qquad \text{(indépendante de C).}$$

Supposons C plan et normal à ox et soit S l'aire qu'il limite. On a $\Gamma = \iint_S \xi_x\, dy\, dz$. Posons

$$S^\star_{xx} = \iint_{-\infty}^{+\infty} k\{\xi_x(y_1, z_1), \xi_x(y_2, z_2)\}\, d(y_2 - y_1)\, d(z_2 - z_1).$$

Si $S \gg S^\star_{xx}$, et si, cependant, S est assez petit pour que

$$\iint_S E\xi_x\, dy\, dz = S\, E\xi_x$$

et que

$$\iint_S \sigma^2\xi_x\, dy\, dz = S\sigma^2\xi_x,$$

il vient

$$|E\Gamma| = S\, E\xi_x, \qquad \sigma^2\Gamma = S^\star_{xx} S\sigma^2\xi_x,$$

d'où

$$\frac{\sigma^2\xi_x}{|E\xi_x|} = \frac{8N^\star}{S^\star_{xx}} Y = \text{const.} \qquad \text{(indépendante de } x, y, z\text{).}$$

Cette relation constitue la *loi de la puissance* $1/2''$.

Elle subsisterait si Y était aléatoire, pourvu que EY et σ^2 Y soient constants, et que la corrélation entre les intensités Y_1, Y_2 de deux filets élémentaires appartenant à un même tube tourbillon soit une fonction très rapidement décroissante de la différence de leurs distances à l'axe du tube. $N'^\star$ étant un nombre pur, on aurait alors, en effet,

$$\frac{\sigma^2\Gamma}{|E\Gamma|} = 8N^\star EY + 2N'^\star \frac{\sigma^2 Y}{EY} = \text{const.} \qquad \text{(indépendante de C).}$$

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur la suppression des approximations successives dans la méthode de Lagrange-Andoyer de détermination des orbites paraboliques.* Note de M. **Benjamin de Jekhowsky**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Dans la méthode de détermination des orbites paraboliques de Lagrange-Andoyer (H. Andoyer, *Cours de Mécanique céleste*, t. 1, p. 164), pour connaître les distances géocentriques ρ, ρ_1, ρ_2 d'une comète aux trois dates données, on est amené à résoudre le système d'équations qu'on écrit sous la forme

(1) $lg\rho - l_1 g_2 \rho_1 + l_2 g_1 \rho_2 - M = N = 0 \qquad (l = \lambda, \mu, \nu : M = A, B, C;\ N = U, V, W).$

En désignant par X_0, Y_0, Z_0 trois quantités arbitrairement choisies, on

résout par rapport à ρ_1 et ρ_2 les deux équations qui résultent des précédentes par les combinaisons

$$(2)\qquad \mathrm{UY_0 = UX_0;\quad UZ_0 = WX_0;}$$

il vient alors

$$(3)\qquad \rho_1 g_2 = a_1 \rho g + b_1 + \frac{c_1}{r^3};\qquad \rho_2 g_1 = a_2 \rho g + b_2 + \frac{c_2}{r^3},$$

où les quantités a_1, a_2, b_1, b_2, c_1, c_2 sont des rapports des déterminants, dont les quatre derniers dépendent des quantités M définies par les relations

$$(4)\qquad \mathrm{M} = \mathrm{R}' + \frac{\mathrm{R}''}{r^3};\ (\mathrm{R} = \mathrm{X, Y, Z}).$$

H. Andoyer (*op. cit.*, p. 168) remarque qu'à la vérité, ne connaissant pas les quantités M, il suffit de se servir de leurs valeurs approchées pour obtenir une méthode légitime d'approximations successives sous forme indiquée par l'auteur.

En prenant alors pour la première approximation

$$(5)\qquad \mathrm{X_0 = X,\quad Y_0 = Y,\quad Z_0 = Z,}$$

et connaissant ensuite les valeurs plus exactes des g, g_1, g_2, on détermine M par les formules générales

$$(6)\qquad \mathrm{M} = g\mathrm{R} - g_2\mathrm{R}_1 + g_1\mathrm{R}_2\qquad (\mathrm{R} = \mathrm{X, Y, Z});$$

puis, ayant choisi cette fois X_0, Y_0, Z_0 proportionnelles aux $M = A, B, C$ trouvées, on recommence les calculs par les formules (3) simplifiées, étant donné que les quantités b_1, b_2, c_1, c_2 deviennent zéro puisque l'on a

$$(7)\qquad |\mathrm{X_0}\, l_2\, \mathrm{R}'| = |\mathrm{X_0}\, l_1\, \mathrm{R}''| = 0,\qquad (l = \lambda;\ \mathrm{R} = \mathrm{X}).$$

Nous avons (*Comptes rendus*, 215, 1942, p. 220) donné certaines relations, et il en existe d'autres encore que l'on trouve par dérivation, reliant les quantités M.

Il est donc clair que, même si les intervalles des temps d'observations ne sont pas suffisamment petits, on peut, d'après les relations (3) de ma précédente Note, prendre au début des calculs, pour X_0, Y_0, Z_0, ou, ce qui revient au même, pour les quantités A, B, C, simplement

$$(8)\qquad \mathrm{A} = 1;\qquad \mathrm{B} = \mathrm{tang\,A_0};\qquad \mathrm{C} = \mathrm{tang\,A_0}\,\mathrm{tang}\,\varepsilon;$$

A_0 étant l'ascension droite du Soleil pour la date du milieu et ε étant l'obliquité de l'écliptique.

Dans ce cas il vient, pour déterminer ρ_1, ρ_2, les deux équations

$$(9)\qquad \rho_1 g_2 = \frac{|\mathrm{M}\, l\, l_2|}{|\mathrm{M}\, l_1\, l_2|}\rho g;\qquad \rho_2 g_1 = \frac{|\mathrm{M}\, l\, l_1|}{\mathrm{M}\, l_1\, l_2|}\rho g;$$

avec

$$\begin{pmatrix} M=1, & \operatorname{tang} A_0; & \operatorname{tang} A_0 \operatorname{tang} \varepsilon, \\ l=\lambda, & \mu, & \nu. \end{pmatrix}$$

Les deux derniers termes des équations (3) disparaissent dès le début de la première approximation. Une grande partie des calculs, notamment ceux des quantités X', Y', Z', ..., par les formules ([1]) peu précises, puis le calcul des quantités M par les formules (4) et (6), ainsi qu'une approximation par l'ensemble de formules de la méthode telle qu'elle est exposée par H. Andoyer, ne sont plus nécessaires, car les coefficients a_1 et a_2 des équations (3) ne changent pas dans la suite.

Enfin, étant donné que, dès le début du calcul, on tombe sur des valeurs exactes de ρ, ρ_1, ρ_2 et r, et qu'ainsi on a de suite les valeurs assez exactes de g, g_1, g_2, les calculs ne sont alors plus à recommencer.

L'emploi pour chaque orbite des constantes (8) place ainsi la méthode de Lagrange-Andoyer, par sa simplicité, sa rapidité et la précision du calcul, au premier rang parmi les méthodes de détermination des orbites paraboliques des comètes.

ASTROPHYSIQUE. — *Détermination de la température de couleur des étoiles à l'aide d'un dispositif utilisant la dispersion rotatoire.* Note de MM. **Junior Gauzit** et **Paul Proisy**, présentée par M. Charles Fabry.

Pour évaluer la température des étoiles par une mesure photométrique d'égalisation de couleur, on a employé jusqu'ici des filtres colorés permettant de faire varier la température apparente de couleur de l'étoile ou de la lampe étalon. Il est facile de montrer que, si l'on admet, en première approximation, la loi de Wien pour les deux rayonnements à comparer, le coefficient d'absorption des filtres doit être fonction linéaire de $1/\lambda$, λ étant la longueur d'onde. J. Wilsing ([1]) s'est servi d'un coin rouge, placé sur le faisceau stellaire, réalisant avec une bonne approximation la condition précédente. Pour éviter de réduire l'intensité de la lumière stellaire et, par suite, la précision des mesures, malaisées en lumière trop faible, c'est devant la lampe étalon que B. Fessenkoff ([2]) a placé un coin bleu, mais celui-ci ne donnait que grossièrement la variation désirée. Ch. Fabry ([3]) a montré que l'on obtient un résultat satisfaisant en plaçant une cuve à sulfate de cuivre ammoniacal devant la lampe de comparaison, et il a réalisé ainsi quelques déterminations.

([1]) Formule (6) de ma précédente Note.

([1]) *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Postdam*, 24, n° 76, 1920.

([2]) *Astronomische Nachrichten*, 236, 1929, p. 297.

([3]) *Œuvres choisies publiées à l'occasion de son jubilé scientifique*, 1938, p. 428.

Nous nous sommes proposé de déterminer les températures stellaires par la méthode colorimétrique du *leucoscope*, préconisée par I. G. Priest ([4]). Nous rappelons brièvement son principe : la lumière d'une source à distribution spectrale connue traverse une lame mince de quartz, taillée perpendiculairement à l'axe, placée entre deux nicols; les nicols et la lame forment un filtre, dont la transmission spectrale est bien déterminée et peut être modifiée par rotation des nicols ([5]). Si la source étalon et l'épaisseur du quartz sont convenablement choisies, la distribution spectrale de la lumière, après traversée du *leucoscope*, est, pour tout angle des sections principales des nicols, celle d'un corps noir, dans la région visible du spectre. Pour réaliser une température apparente élevée, il est nécessaire de placer à la suite l'un de l'autre deux filtres de ce genre.

Nous avons fait des mesures par cette méthode au sidérostat de l'Observatoire de Lyon. Les deux plages d'un cube de Lummer sont éclairées, en lumière parallèle, par les faisceaux provenant de l'étoile et de la lampe étalon; cette dernière est une lampe à filament rectiligne de tungstène dans le vide, alimentée par un courant constant; le faisceau parallèle de la lampe traverse successivement deux lames de quartz d'épaisseur $0^{mm},5$, placées chacune entre deux nicols. Les plages sont examinées au moyen d'un oculaire, qui projette les images de l'étoile et du filament sur la pupille de l'œil. L'égalisation de couleur des plages est facilitée par une égalisation simultanée d'éclairement, obtenue par un procédé de gradation neutre (nicols et diaphragmes).

Le montage est complété par un dispositif de spectrophotométrie visuelle, qui nous permettra, du moins pour les étoiles brillantes, de comparer le rayonnement stellaire à celui d'un corps noir et de mesurer, en même temps, l'absorption atmosphérique, dont la connaissance est nécessaire pour l'interprétation des résultats.

Une réduction provisoire de nos mesures nous donne, par exemple, les températures de couleur T suivantes :

				T°K.
pour	α Lyræ,	du type	A 0	21000
»	α Persei,	»	F 5	11000
»	α Aurigæ,	»	G 0	6100
»	α Tauri,	»	K 5	3680

L'erreur des déterminations croît très rapidement avec la température; ainsi elle n'est que de $\pm 25°$ dans le cas de α Tauri, mais pour α Lyræ il y a incertitude entre 17000°K. et 30000°K.

([4]) *Journal of the Optical Society of America*, 7, 1923, p. 1175.

([5]) Un dispositif analogue se trouve dans le photomètre astronomique de Zöllner, mais, mal combiné, il ne donne aucune précision dans l'évaluation des couleurs et n'a pratiquement servi qu'à faciliter les mesures d'intensité.

CHALEUR. — *Sur la convection naturelle par les fils.* Note de M. **Charles Bory**, transmise par M. Charles Camichel.

Nous nous proposons d'apporter, dans cette Note, quelques compléments à une étude déjà publiée sur le même sujet ([1]). Le phénomène de convection envisagé s'obtient en chauffant un fil tendu horizontalement suivant l'axe d'un cylindre protecteur en carton : le milieu soumis à la convection est le manchon cylindrique d'air compris entre le fil et l'enceinte protectrice. Le fil est porté à une température t_1, le courant de refroidissement est alimenté par la masse d'air située à la partie inférieure du tube et dont un fil de platine, placé dans cette région, permet de mesurer la température t_0. Le flux de chaleur dissipé par convection est caractérisé par le *coefficient linéaire de convection*, que nous définissons par la formule $h = w/(t_1 - t_0) = w/\theta$ en posant $\theta = t_1 - t_0$; w est la puissance dissipée par unité de longueur du fil, θ est l'échauffement.

h est fonction de θ, du diamètre d du fil, et de la température t_0. Le diamètre du tube protecteur, grand par rapport à d, n'intervient que fort peu; au cours de toutes nos expériences il est resté égal à 5^{cm}. Nous avons, dans notre premier Mémoire, étudié avec quelques détails les variations de h en fonction de θ et en fonction de d, nous allons maintenant donner quelques éléments de ses variations en fonction de t_0.

Pour mener à bien cette étude il était nécessaire de maintenir θ constant, avec une grande précision, au cours des mesures où t_0 variait. Nous avons pour cela utilisé un dispositif de pont de Wheatstone ABDC. Sont disposés : en AB le fil en expérience, en AE le fil mesurant la température t_0; ces deux fils sont en platine et tirés de la même bobine, leurs résistances sont

$$r_1 = r_0(1 + \alpha t_1) \qquad \text{et} \qquad r'_1 = r'_0(1 + \alpha t_0).$$

Les résistances ρ et ρ' des branches BC et DC satisfont à la condition $r_0\rho' = r'_0\rho$. En ED se trouve une résistance fixe x. Les fils AE et ED, en série, forment la branche AD du pont. On voit facilement que, lorsque le pont est équilibré, on a la relation

$$x = \frac{r_0\rho'}{\rho}\alpha(t_1 - t_0) = c\theta \quad \text{en posant} \quad c = \frac{r_0\rho'}{\rho}\alpha;$$

ayant choisi x pour obtenir la valeur désirée de θ, on règle le courant dans le fil AB pour équilibrer le pont. On effectue alors les mesures nécessaires à la détermination de h. Laissant x constant on recommence les mêmes opérations pour différentes valeurs de t_0.

Ce système, qui pourrait être utilisé pour maintenir constante la différence de température entre deux enceintes isothermes dans un montage thermostatique quelconque, doit être compliqué un peu pour s'adapter aux conditions

([1]) Bory, *Thèse*, Toulouse, 1943; *Pub. sc. et techn. du Min. de l'Air*, série grise, fasc. 189.

de nos mesures, et aussi pour tenir compte du fait que la loi de variation avec la température de la résistivité du platine n'est pas absolument linéaire.

Le diamètre du fil de platine que nous avons utilisé était de 77 microns; nous avons opéré pour les échauffements $\theta = 5$, 10, 25, 50, 100, 200 et 400°; t_0 a varié en moyenne de 20 à 100°. Les résultats obtenus sont les suivants :

1° Pour les plus faibles échauffements utilisés, h passe par un minimum pour une certaine valeur de t_0; ce minimum est d'autant plus accentué que l'échauffement est plus faible. Voici, par exemple, les résultats obtenus pour $\theta = 10°$:

t_0........	17,8	27,5	40,8	49,1	59,8	74,4	82,3	95,4
$h.10^4$.....	3,641	3,635	3,597	3,547	3,597	3,710	3,789	4,370

h est mesuré en watt cm^{-1} degré$^{-1}$.

Lorsque l'échauffement augmente, la température pour laquelle se produit le minimum se déplace vers les températures décroissantes et elle finit par sortir du champ des températures t_0 sur lesquelles portent les expériences. On peut admettre les résultats suivants :

Pour θ.............	5	10	25	50	100
$(t_0)_m$...........	50	46	30	12 (²)	0 (²)

Nous mettons ainsi en évidence un phénomène prévu théoriquement par M. Vernotte, qui avait déjà obtenu, dans certaines de ses expériences, un coefficient de convection décroissant avec la température t_0 (³). Mais le minimum, pour un même système convectif, n'avait pas encore été observé expérimentalement, croyons-nous.

2° Pour les échauffements de 5 et 10° nous avons obtenu, pour chaque température t_0, deux valeurs du coefficient de convection. Au cours d'une expérience, h prend au hasard l'une de ces deux valeurs et, dans l'état actuel de notre technique, nous ne disposons d'aucun moyen permettant d'obtenir l'une plutôt que l'autre. Nous confirmons ainsi un résultat que nous avions déjà signalé (¹), mais sur lequel nous n'avions pas pu être absolument affirmatif. L'existence de deux déterminations pour h nous avait d'abord fait croire que nous avions atteint l'infra-régime convectif prévu par M. Vernotte, et que lui-même et ses collaborateurs ont cherché à mettre en évidence. En réalité il n'en est rien : nous n'avons pas le cas, usuel en mécanique des fluides, des deux régimes successifs stables, l'un au-dessus d'un certain critérium de vitesse ou d'échauffement, l'autre au-dessous, mais bien deux solutions stables l'une et l'autre dans un même intervalle de température. Le choix entre ces deux solutions se fait sous l'action d'influences fortuites agissant au cours de la

(²) Résultats obtenus par extrapolation.
(³) VERNOTTE, *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 1245.

période transitoire alors que l'échauffement est très petit. Par la suite la solution obtenue se maintient par continuité lorsqu'on fait varier θ. Nous obtenons ainsi, dans un cas plus compliqué, un phénomène du genre des phénomènes d'hydraulique à l'étude desquels nous avons participé sous la direction de M. Camichel ([4]).

THERMODYNAMIQUE. — *Calcul des consommations d'énergie dans les systèmes de moteurs primaires fonctionnant à charge variable.* Note de M. **Hippolyte Parodi**, présentée par M. Albert Caquot.

La recherche des conditions optima de fonctionnement d'un moteur primaire isolé ou d'un système de moteurs primaires interconnectés électriquement, rend nécessaire le calcul de la consommation d'énergie pour chaque courbe de charge réelle ou probable d'un réseau. En vue de l'utilisation pratique de ces calculs de consommation, il est intéressant de mettre les résultats sous une forme aussi simple que possible, ne contenant que des paramètres caractéristiques du système moteur considéré et des facteurs de charge caractéristiques de la courbe de charge à réaliser.

Nous avons étudié ce problème pour des machines fonctionnant à vitesse constante (centrales électriques) et pour des machines fonctionnant à vitesse variable (locomotives à vapeur, électriques, Diesel-électriques). Dans tous les cas nous avons trouvé que, pour une vitesse donnée, la courbe de consommation horaire d'énergie en fonction de la puissance pouvait être assimilée soit à une droite, soit à une parabole du second degré, avec une grande approximation.

Moteurs à vitesse constante. — Dans le cas où la consommation d'énergie C en calories par heure, à la charge constante de W kilowatts, est de la forme $C = C_0 + C_1 W$, il est facile de montrer que la consommation spécifique moyenne correspondant à la courbe de charge $W = \Phi(t)$, dans l'intervalle de o à T, est égale à la consommation spécifique correspondant à la charge moyenne $W_n = \int_0^T W(dt/T)$.

Nous avons vérifié cette proposition dans un certain nombre d'usines, notamment l'Usine à gaz pauvre de Tours de l'ancienne Compagnie d'Orléans (*Génie Civil*, 4 avril 1914).

Dans le cas où la consommation d'énergie C en calories par heure à la charge constante W est de la forme $C = C_0 + C_1 W + C_2 W^2$, il est facile de montrer que la consommation totale de chaleur pendant la marche à charge variable $W = \Phi(t)$ dans l'intervalle de o à T est une fonction linéaire de deux facteurs de charge

$$f_1 = \int_0^T \frac{W}{W_e} \frac{dt}{T} \quad \text{et} \quad f_2 = \int_0^T \left(\frac{W}{W_e}\right)^2 \frac{dt}{T}$$

([4]) C. Camichel, Teissié-Solier et Bory, *ibid.*, 218, 1944, p. 816.

et est exprimée par la formule $C = C_0 T(1 + \alpha f_1 + f_2)$, dans laquelle W_e est la puissance correspondant à la consommation spécifique minimum, C_0 et α des paramètres caractéristiques du groupe de moteurs considéré. L'Union d'Électricité a bien voulu appliquer ma méthode au calcul de la consommation des Centrales thermiques interconnectées de la Région parisienne, pendant l'année 1942, et elle a trouvé que l'emploi d'une parabole moyenne et de la méthode indiquée n'introduisait qu'une erreur de 0,4 %. Dans cette application on avait

$$C_e = 97{,}5.10 \text{ calories par heure}, \qquad W_e = 231\,000 \text{ kW}, \qquad \alpha = 6{,}6862;$$
$$f_1 = 1{,}2, \qquad f_2 = 1{,}919.$$

Moteurs à vitesse variable. — Dans le cas des locomotives nous avons montré (*Bull. Association Internationale Chemins de fer*, février 1933) que la considération de réseaux de courbes d'équirendement permettait de calculer commodément la consommation, en marche, des machines, bien que la consommation horaire d'énergie à régime constant fût fonction à la fois de la puissance W et de la vitesse V : $C = \varphi_0(V) + W\varphi_1(V) + W^2\varphi_2(V)$. La courbe de charge doit être considérée, elle aussi, comme une fonction du temps et de la vitesse, et les facteurs de charge définissant l'allure de la courbe de charge seront des intégrales définies de fonctions de la vitesse et du temps.

Dans le cas particulier, qui se rencontre dans la pratique, où les fonctions φ_0, φ_1, φ_2 peuvent se mettre sous la forme simple suivante, contenant huit paramètres,

$$\varphi_0^{(V)} = a_1 V + a_2 V^2 + a_3 V^3, \qquad \varphi_1(V) = b_0 + b_1 V + b_2 V^2, \qquad \varphi_2(V) = C_0 + C_1 V;$$

il est facile de montrer que la consommation d'énergie dans l'intervalle de 0 à T est une fonction linéaire de huit facteurs de charge, que l'on peut mettre sous la forme suivante :

$$f_1 = \int_0^T \frac{W}{W_e}\frac{dt}{T}, \qquad f_2 = \int_0^T \left(\frac{W}{W_e}\right)^2 \frac{dt}{T},$$
$$g_1 = \int_0^T \frac{V}{V_e}\frac{dt}{T}, \qquad g_2 = \int_0^T \left(\frac{V}{V_e}\right)^2 \frac{dt}{T}, \qquad g_3 = \int_0^T \left(\frac{V}{V_e}\right)^3 \frac{dt}{T},$$
$$h_1 = \int_0^T \frac{W}{W_e}\frac{V}{V_e}\frac{dt}{T}, \qquad h_2 = \int_0 \frac{W}{W_e}\left(\frac{V}{V_e}\right)^2 \frac{dt}{T}, \qquad h_3 = \int_0^T \left(\frac{W}{W_e}\right)^2 \frac{V}{V_e}\frac{dt}{T}.$$

Les lois de variation de W et V en fonction du temps t peuvent être déterminées soit par application des méthodes de résolution des équations du mouvement d'un train, exposées dans notre Ouvrage *La traction électrique et le Chemin de fer*, tome 1, chapitre VII, soit par utilisation des relevés de chronotachymètres enregistreurs, installés sur toutes les machines, complétés par les indications fournies par le profil de la ligne; W_e et V_e sont les valeurs de la puissance et de la vitesse correspondant à la consommation spécifique minimum à régime constant.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur le poudrage électrique des végétaux.* Note de MM. **Marcel Pauthenier, Georges Truffaut, Maurice Dubois** et **Pierre Hampe**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'application que nous étudions ici dérive des résultats suivants :

1° On sait [1] qu'une particule isolante sphérique de rayon a et de pouvoir inducteur spécifique $\varepsilon = 4$ (valeur moyenne) prend, dans un champ ionisé E_0, une charge $q = 2E_0 a^2$. Quand cette particule arrive dans un champ nul, elle conserve sa charge, car le champ électrique superficiel est $\mathcal{E} = (q/a^2) = 2E_0$. Pour des valeurs usuelles telles que $E_0 = 3000$ V/cm, $\mathcal{E}$ est très inférieur au champ disruptif de l'air (supérieur à 31 kV/cm pour un corps de petit rayon).

2° Les tiges herbacées et les feuilles des végétaux se comportent comme des volumes équipotentiels reliés à la terre, et les poussières électrisées qui passent au voisinage de leur surface sont attirées par leur image électrique dans cette surface. Il résulte d'une étude précédente [2] qu'une particule abandonnée à la distance x d'une paroi verticale dans l'air de viscosité ζ met le temps

$$\theta = \frac{8\pi\zeta}{4E_0^2}\left(\frac{x}{a}\right)^3$$

pour se fixer sur la paroi. D'ordinaire la particule isolante reste en partie chargée et adhère pour des raisons d'abord électriques; les propriétés de la surface végétale suffisent généralement à rendre ensuite l'adhérence définitive.

Les temps θ sont à vrai dire de l'ordre de la seconde pour des parcours de l'ordre du millimètre; mais les microtourbillons au voisinage des feuilles suffisent à accélérer la fixation, avec une probabilité d'autant plus grande que la particule est plus fine et sa densité plus faible. L'expansion spontanée du système des particules chargées, dont la vitesse est de l'ordre des cm : s, contribue aussi au résultat.

Nous avons fait au laboratoire les expériences très démonstratives suivantes, après avoir réalisé une poudreuse du type agricole usuel : un alignement de trous laisse tomber par percussion une poudre fine (silice, talc, kieselguhr) qui passe au voisinage d'un fil fin porté à haute tension négative. Ces poudres sont utilisées en agriculture comme support de matière active.

1° Sans tension la poussière qui arrive au sol est irrégulièrement répartie et présente de nombreux amas. Avec tension le précipité est fin et régulier, tous les amas ayant éclaté par effet électrostatique.

2° A l'aplomb du fil haute tension sont suspendues des plaques d'aluminium verticales. Toutes choses égales d'ailleurs le précipité fixé sur les plaques fut

(1) M. Pauthenier et Mme Moreau-Hanot, *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 213.

(2) M. Pauthenier, *Bull. Soc. Fr. Élect.*, 6e série, 1, 1941, p. 577.

trouvé, suivant la nature de la poudre, de 8 à 40 fois plus abondant avec tension que sans tension.

3° Sur les feuilles végétales, mêmes circonstances de fixation abondante pour les poussières ionisées, avec cette circonstance particulièrement favorable pour des feuilles non verticales que la poudre se fixe sur les deux faces. La finesse de la poudre, séparée électriquement, favorise son adhérence.

Dans le cas de feuilles verticales pointues (Céréales), la distance entre le fil haute tension et les pointes doit être suffisante pour que les pointes ne donnent pas de contre-émission positive, sinon l'effet désiré serait empêché. Cette condition est du reste facile à réaliser.

MAGNÉTISME. — *Propriétés ferromagnétiques des composés* $MnNi^3$ *et* Fe^3C. Note de M. **Charles Guillaud**, présentée par M. Aimé Cotton.

I. *Composé* $MnNi^3$. — Les alliages de manganèse, de titre compris entre 57 et 85 % at. Ni environ, sont paramagnétiques à l'état trempé et ferromagnétiques à l'état recuit. Nous nous sommes proposé l'étude magnétique du composé $MnNi^3$, qui présente, parmi ces alliages, le plus fort ferromagnétisme.

Sa préparation a été réalisée au four haute fréquence, sous atmosphère

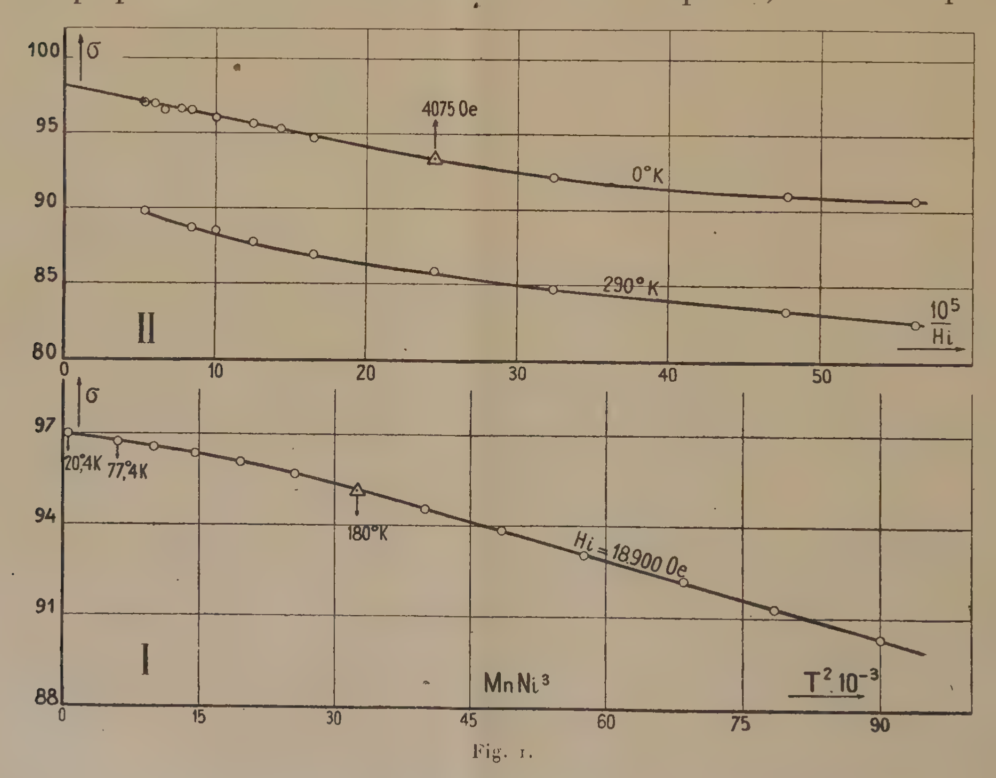


Fig. 1.

d'argon, en partant de manganèse distillé (99,98 %) et de nickel Mond (99,76 %), fondus dans un creuset d'alumine. Nous avons constaté qu'il fallait recuire les

alliages pendant trois semaines environ à 470° C. pour que l'aimantation atteigne son maximum. Nos mesures ont été effectuées sur des échantillons recuits pendant ce laps de temps.

A 480° C. $MnNi^3$ n'est plus ferromagnétique, la chute de l'aimantation s'étage sur 10° environ, et les phénomènes ne sont pas complètement réversibles; l'alliage reste en effet paramagnétique ou légèrement ferromagnétique, suivant la vitesse de refroidissement, en revenant à $t < 480°$ C. En cas de ferromagnétisme, l'aimantation spontanée réapparaît à 480° C., d'où l'existence simultanée très probable d'un point de Curie et d'un point de transformation.

L'aimantation spécifique en fonction de T^2 est représenté par la courbe I (*fig.* 1). Les courbes II (*fig.* 1) donnent les lois d'approche en fonction de $1/H_i$ (H_i champ intérieur). A la température ordinaire la loi n'est pas linéaire; mais,

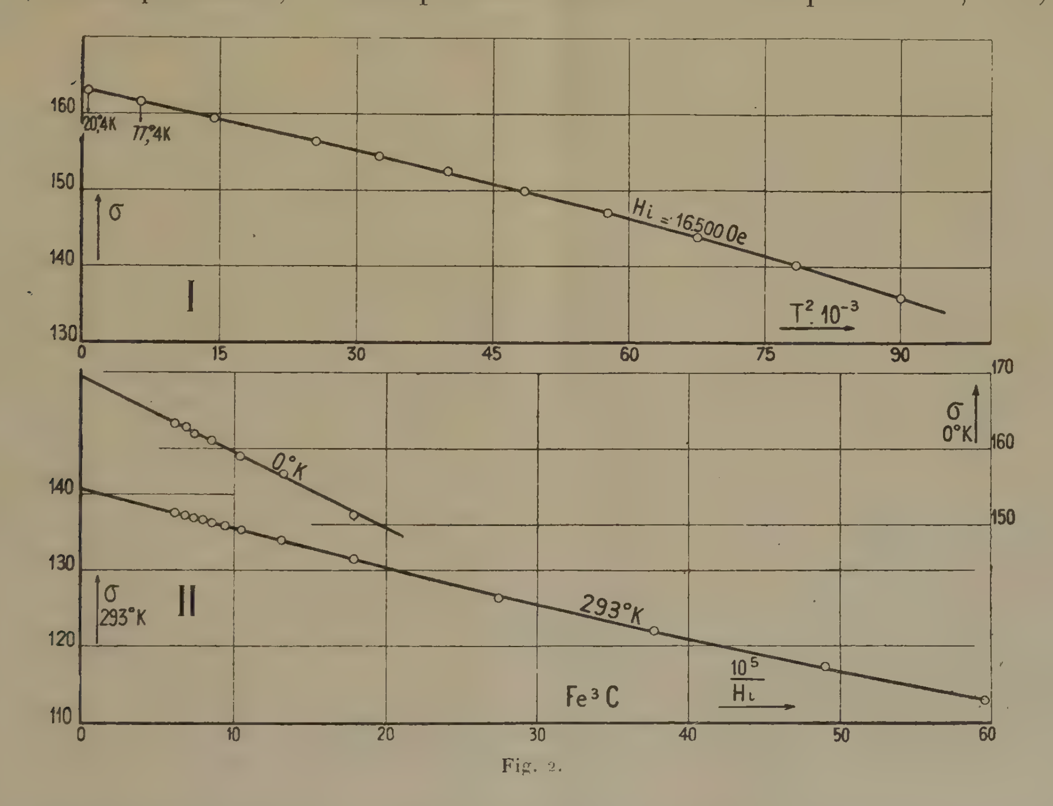


Fig. 2.

à partir de 80° K. environ, dans les champs forts, la relation $\sigma_H = \sigma_\infty(1 - a/H)$ est valable.

La courbe du moment à saturation en fonction du titre montre que c'est pour l'alliage correspondant au composé $MnNi^3$ que le moment est le plus élevé avec un maximum aigu. Nous trouvons pour ce dernier composé

$$\sigma_{\infty, 0°K} = 98,16.$$

II. *Cémentite* Fe^3C. — L'étude des propriétés magnétiques de la cémentite a

été faite par P. Weiss et R. Forrer [1] sur un échantillon contenant 90,55 % de fer au lieu des 93,32 théoriques. Nous avons repris ce travail sur un échantillon très pur préparé par M. Travers.

La figure 2 montre que la loi d'approche en $1/H_i$ est valable pour les champs forts et que l'on peut convenablement représenter la variation de σ en fonction de T par $\sigma_T = \sigma_{0^\circ K}(1 - AT^2 - \ldots)$. Nous trouvons pour la saturation absolue

$$\sigma_{\infty, 0^\circ K} = 169,3.$$

D'où l'on déduit, pour la fraction de la molécule contenant 1 atome de fer, $\sigma_{at} = 10130,9$; en divisant par 1125,6, on obtient, dans ce cas particulier, un nombre entier de magnétons de Weiss ($n = 9,00$).

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Enregistreurs statistiques asservis.* Note de M. **Fernand Carbenay**, présentée par M. Camille Gutton.

Nous avons indiqué [1] le principe des enregistreurs statistiques à plusieurs degrés de liberté qui, soumis à l'action d'une grandeur physique $f(t)$, donnent des courbes de la forme

$$\theta_p = K\alpha^p e^{-\alpha t} \iint \ldots \int e^{\alpha t} f(t)\,(dt)^p + (P_1 + P_2 t + \ldots + P_p t^{p-1})\, e^{-\alpha t},$$

α désignant l'inverse de la constante de temps principale τ de chaque élément; p, le rang de l'équipage considéré; $P_1, P_2, \ldots, P_p$, des constantes.

Le même principe peut être appliqué à un ensemble de n circuits électriques, comportant condensateurs (ou self-inductances) et résistances, couplés de telle façon que l'action de $f(t)$ s'exerce sur le circuit de rang p par l'intermédiaire des $(p-1)$ circuits qui le précèdent et que l'action du courant du circuit de rang p n'affecte pas sensiblement le courant du circuit de rang $(p-1)$.

La multiplication des équipages ou des circuits amortis couplés permet, par la réduction de la constante de temps de chaque élément, d'abréger la durée de l'enregistrement des phénomènes transitoires provoqués par les brouillages éventuels et d'obtenir une stabilité plus grande de l'équilibre (en particulier du zéro).

Dans le même ordre d'idées, la combinaison de systèmes oscillants mécaniques et de circuits électriques peut être effectuée, et un enregistreur à deux degrés de liberté a été réalisé par l'adjonction au circuit électrique d'un enregistreur statistique simple comprenant la source à enregistrer et l'enroulement du cadre mobile, d'un condensateur électrolytique de plusieurs

(1) *Ann. de Phys.*, **12**, 1929, p. 344.

(1) *Comptes rendus*, **219**, 1944, p. 548.

milliers de microfarads, monté en dérivation sur l'enroulement et conférant au circuit une constante de temps de valeur convenable.

Un enregistreur statistique, asservi à la vitesse angulaire $d\theta/dt$ de son équipage mobile, a été également réalisé en application d'un principe exposé dans une Note antérieure (2). Nous nous sommes proposé d'obtenir notamment, avec cet appareil, un enregistrement $\theta(t)$ satisfaisant à l'équation différentielle

$$\tau^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\tau \frac{d\theta}{dt} + \theta = k f(t),$$

qui est sensiblement l'équation du mouvement (3) du second équipage d'un enregistreur statistique à deux degrés de liberté (1) de constantes de temps τ_1 et τ_2 égales à τ, et dont le premier équipage est soumis à l'action de $f(t)$.

Soit $\Sigma\Gamma$ l'ensemble des couples passifs auxquels est soumis l'équipage mobile de l'appareil,

$$\Sigma\Gamma = B_0\theta + B_1 \frac{d\theta}{dt} + B_2 \frac{d^2\theta}{dt^2},$$

B_0 désignant le couple directeur par radian de l'équipage; B_1, le coefficient d'amortissement (supposé proportionnel à la vitesse angulaire); B_2, le moment d'inertie par rapport à l'axe.

L'asservissement consiste à ajouter au couple actif $\nu f(t)$ un couple $g(t)$ tel que

$$\nu f(t) + g(t) = \Sigma\Gamma.$$

Le couple d'asservissement a donc pour expression

$$g(t) = B_0\theta + B_1 \frac{d\theta}{dt} + B_2 \frac{d^2\theta}{dt^2} - \frac{\nu}{k}\left(\tau^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\tau \frac{d\theta}{dt} + \theta\right).$$

La condition $\nu = kB_0$ étant remplie,

$$g(t) = -(2B_0\tau - B_1)\frac{d\theta}{dt} - (B_0\tau^2 - B_2)\frac{d^2\theta}{dt^2}.$$

L'équipage, à suspension unifilaire, comprend trois cadres, montés sur un axe vertical commun, pouvant se déplacer dans les entrefers d'un électro-aimant. Le cadre supérieur, dont l'enroulement est parcouru par le courant à enregistrer, produit, sous l'action du champ magnétique, le couple actif $\nu f(t)$. Le cadre inférieur porte deux enroulements identiques, qui sont chacun le siège d'une force électromotrice induite e, proportionnelle à la vitesse angulaire $d\theta/dt$ de l'équipage. Les forces électromotrices e provoquent dans les deux

---

(2) *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 825.

(3) Équation du mouvement d'un système oscillant simple, de période propre $T = 2\pi\tau$, réglé à l'apériodicité critique (pour $\tau = 50$ secondes, $T = 314$ secondes).

enroulements identiques du cadre central ([4]), par l'intermédiaire de circuits et de tubes électroniques appropriés montés symétriquement, la circulation d'un courant proportionnel à

$$(2B_0\tau - B_1)e + (B_0\tau^2 - B_2)\frac{de}{dt},$$

produisant le couple d'asservissement $g(t)$ nécessaire pour obtenir l'enregistrement recherché.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Existence probable d'une particule de masse 990 m_0 dans le rayonnement cosmique.* Note ([1]) de MM. **Louis Leprince-Ringuet** et **Michel Lhéritier.**

Nous avons pris, au cours de l'année 1943, dans le laboratoire de Largentière (Hautes-Alpes) situé à 1000^m d'altitude, une série de 10000 clichés de trajectoires cosmiques commandées par compteurs. Les rayons, filtrés par 10^{cm} de plomb, traversaient une chambre de Wilson de 75^{cm} de hauteur, placée dans un champ magnétique H de 2500 gauss environ. Nous nous sommes placés dans les conditions expérimentales les plus favorables [discutées précédemment ([2]), ([3]), ([4])] pour profiter au mieux des clichés de collision entre particules pénétrantes et électrons du gaz de la chambre, dans le but de déterminer la masse au repos de la particule incidente.

Nous avons obtenu une dizaine de clichés intéressants. Le plus remarquable représente une collision dans le gaz pour laquelle d'excellentes conditions sont réalisées : le secondaire fait avec le plan médian de la chambre un angle ζ tel que $\tan\zeta = 0{,}32$ et son rayon de courbure projeté (1^{cm},6), ainsi que la flèche dont il s'écarte du primaire sont mesurables avec précision. Le $(H\rho)$ du primaire $= 1{,}7 \times 10^6$ gauss $\times$ cm. La formule de collision élastique donne pour le primaire, qui est positif, la masse au repos

$$\mu_0 = 990 \pm 12\,\% \text{ (limites extrêmes de l'erreur)} \quad (^5).$$

La masse ainsi obtenue peut surprendre. Les indications suivantes, qui donnent des garanties de la validité de la mesure, nous ont poussés à publier ce résultat.

([4]) Les enroulements sont doublés et montés de façon que la somme des ampères-tours produits par le courant des tubes électroniques soit pratiquement annulée à l'état de repos.

([1]) Séance du 17 juin 1944.

([2]) L. Leprince-Ringuet, S. Gorodetzky, E. Nageøtte, R. Richard-Foy, *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 382; *Phys. Rev.*, **59**, 1941, p. 460; *Journal de Physique*, **2**, 1941, p. 63.

([3]) R. Richard-Foy, *Comptes rendus*, **213**, 1941; *Cahiers de Physique*, 2e série, 1942, p. 65.

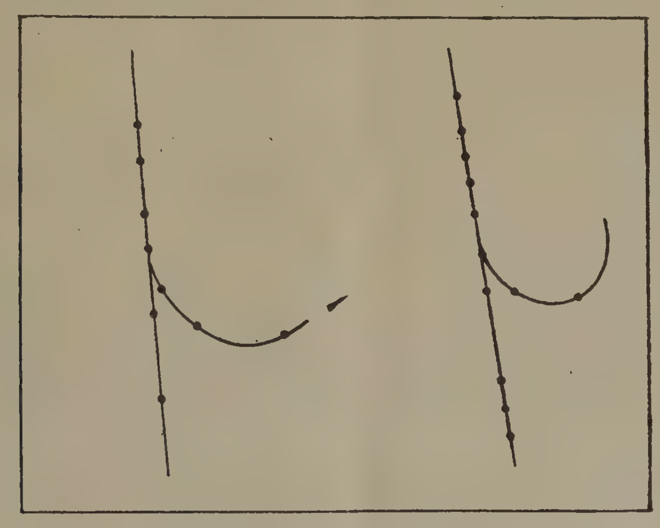
([4]) S. Gorodetzky, *Thèse*, Paris, 1942; *Ann. de Physique*, **19**, 1944, pp. 5-70.

([5]) Nous n'avons pas tenu compte de l'erreur que peut introduire une courbure naturelle des trajectoires, due à la diffusion coulombienne; cette erreur peut être de l'ordre de 5%.

1° Il ne peut y avoir, dans l'ensemble de notre expérience, de grossière erreur : en effet nous sommes conduits, pour déduire la masse des données du cliché, à effectuer deux opérations successives : tout d'abord lire sur l'abaque de Richard-Foy ([3]) la valeur d'une quantité Z fonction seulement des données du *secondaire* et de la valeur du champ; ensuite calculer la masse μ_0 par la relation $\mu_0 = Z(\rho_1/\rho_0)$, ρ_1 étant la projection du rayon de courbure du *primaire*, sur le plan perpendiculaire au champ, et ρ_0 la quantité ρ_0 cm $= 1700/H$ gauss : le primaire n'intervient que dans cette seconde opération.

Or certains clichés, notamment six clichés remarquables, donnent des collisions avec un secondaire se présentant dans de bonnes conditions, mais avec un primaire trop peu courbé pour pouvoir être mesuré. Ces clichés, inutilisables pour fournir une valeur de la masse, sont du plus haut intérêt pour donner une confirmation de la méthode et de la validité de l'expérience. Ils doivent en effet donner un Z voisin de zéro, puisque le rapport ρ_1/ρ_0 est alors parfois supérieur à 10000 et que μ_0 ne peut dépasser plusieurs milliers. On trouve ce résultat sur l'abaque à partir des données mesurées du secondaire, et de la valeur du champ : les limites extrêmes trouvées pour Z encadrent bien la valeur zéro, de façon parfois extrêmement précise. Or ceci n'est possible que si d'une part la collision est élastique, et si d'autre part il n'y a pas d'erreur grave sur les mesures.

2° De grandes précautions ont été prises pour s'assurer du caractère secondaire de l'électron éjecté (notamment stéréoscopie triple) et pour obtenir une restitution dans l'espace donnant les meilleures garanties d'exactitude et de séparation.



Dessin stéréoscopique de la collision.

3° Le cliché donnant la masse 990 se présente particulièrement bien : des erreurs même notables sur la mesure de la flèche, sur celle de l'angle d'éjection

dans l'espace et sur la valeur du champ affecteraient à peu près linéairement la valeur de la masse, ce qui est le cas le plus favorable. On pourrait supposer, pour expliquer ce résultat, que le secondaire a subi, peu après le choc, une diffusion notable invisible à l'œil; mais ce ne peut être le cas : même si l'on supposait une diffusion brusque de 6 degrés au départ (ce qui serait fort improbable), la valeur de la masse ne serait à modifier que de 80 unités.

4° Signalons enfin que trois autres collisions, observées dans la série de nos clichés, permettent d'encadrer la valeur de la masse du mésoton normal, sans toutefois autoriser, à cause de la valeur élevée du moment réduit ou de l'imprécision sur la flèche, une mesure précise de sa masse.

En résumé, nous possédons une mesure se rapportant à une particule positive de masse $(990 \pm 12\ \%) m_0$. On peut remarquer que cette valeur est à peu près quadruple de celle du mésoton normal; une particule ayant une masse moitié de celle du proton (925) entrerait d'ailleurs aussi dans l'intervalle de nos mesures; cela sous réserve que la collision soit élastique, fait que nous ne pouvons naturellement pas affirmer pour le cliché envisagé, mais qui est vérifié pour tous les autres clichés remarquables présentant une collision à primaire peu courbé dans la même série d'expériences, sous réserve également que les charges électriques des particules incidente et heurtée soient celles de l'électron, ce qui est probable; la charge double de l'une des particules est exclue par l'observation de l'ionisation.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Un anhydride* trans-*annulaire : l'anhydride de l'acide mésodihydroanthracènedicarboxylique.* Note [1] de M. **Jean Mathieu**, présentée par M. Marcel Delépine.

La formation des anhydrides *trans*-annulaires dans les cycles hexagonaux soulève certaines particularités stéréochimiques. Ainsi l'acide hexahydrotéréphtalique *cis* (I) donne facilement l'anhydride interne [2] (II), parce que, si

(I) (II) (III) (IV) (V)

l'on se réfère au modèle de Sachse, le cycle peut prendre la configuration incurvée (III), qui rapproche les deux carboxyles au point que la cyclisation a lieu sans tension. Il n'en est pas de même pour l'acide dihydro-1.4 téréphta-

(1) Séance du 23 octobre 1944.

(2) R. Malachowsky et Jankiewiczówna, *Ber. d. chem. Ges.*, 67, 1934, p. 1783.

lique (IV), à cause de la rigidité introduite dans la structure par la double configuration éthylénique. Ici les carboxyles sont notablement écartés l'un de l'autre; leur rapprochement n'est pas sans entraîner une tension préjudiciable à la stabilité de l'anhydride.

Mais, conformément à une règle fréquente, l'accolement de noyaux benzéniques a pour effet de stabiliser les structures. On doit donc penser que les anhydrides benzologues, celui de l'acide dihydro-1.4 naphtalènedicarboxy-

H CO²H

H CO²H

(VI)

H CO H O H CO

(VII)

H X X H

$a : X = C$
$b : X = O$

(VIII)

lique-1.4 (V), et surtout celui de l'acide dihydro-9.10 anthracènedicarboxylique-9.10 (VI), doivent être plus stables.

Ces remarques se rattachent au problème plus général des cyclisations *endo*. Or, à cet égard, la structure anthracénique s'est montrée privilégiée pour ce qui est de son mésocycle; si l'on en juge expérimentalement par l'addition diénique [3] (VIII$_a$), ou par la photooxydation [4] (VIII$_b$), la déformation du mésocycle n'entraînerait que peu de tension, même pour les endocycles à deux chaînons seulement. *A fortiori* l'endocyclisation à trois chaînons de l'anhydride doit-elle entraîner une moindre déformation et, par suite, une stabilité accrue de la structure endocyclique, donc de la fonction anhydride.

En fait, alors que les anhydrides des acides dihydrotéréphtalique (IV) et dihydronaphtalènedicarboxylique (V) n'ont pas encore été obtenus, à notre connaissance, nous avons constaté, conformément à nos prévisions, que l'anhydride interne (VII) de l'acide mésodihydroanthracène dicarboxylique se formait facilement et était un corps stable.

On le prépare avec de bons rendements à partir de l'isomère, F 283°, par action de l'anhydride acétique à l'ébullition. Le produit recristallisé dans le dioxane anhydre fond à 233-234°. Sa masse moléculaire, trouvée par la méthode de Rast, est 264 au lieu de 250 théorique; il est donc monomoléculaire, ce qui fixe bien sa constitution d'anhydride interne.

D'autre part l'hydrolyse alcaline ramène à l'acide primitif.

L'acide isomère, F 380°, donne également ce même anhydride, mais il le donne plus difficilement; il exige, en effet, un chauffage plus prolongé et une plus grande quantité d'anhydride acétique. De plus, il n'est pas régénéré par

(3) E. Clar, *Ber. d. chem. Ges.*, 64, 1931, p. 2194.
(4) Ch. Dufraisse, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 6, 1939, p. 422.

hydrolyse, puisque c'est l'autre isomère qui en résulte. La formation de l'anhydridé s'accompagne donc d'une isomérisation pour le second des acides.

Ces faits peuvent nous permettre de conclure, comme dans le cas des acides maléique et fumarique, que l'isomère F 283° est la forme *cis*, et l'isomère F 380°, la forme *trans*. Nous confirmons par là l'opinion émise par Bergmann et Weizmann ([5]) d'après le moment dipolaire des esters méthyliques.

En ce qui concerne la stabilité du nouvel anhydride, sans être comparable à celle de l'anhydride phtalique qui se forme par simple chauffage de l'acide, elle est indéniable, comme le montre la résistance à l'hydratation par l'humidité atmosphérique, même après un temps prolongé.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'Action du bromure de phénylmagnésium sur les azanthracènes-α.* Note de M. **André Étienne**, présentée par M. Marcel Delépine.

La réaction du bromure de phénylmagnésium sur l'azanthraquinone-α fournit, en plus du diquinol attendu ([1]), deux produits inconnus n'ayant pas leur équivalent dans la série anthracénique. En vue de rechercher la participation à leur production de l'azote intranucléaire, j'ai examiné le comportement du réactif de Grignard sur l'azanthracène-α simple ou aza-1anthracène.

En solution éthérée ordinaire, à froid, le bromure de phénylmagnésium ne paraît pas réagir, sans doute parce que le composé d'addition (I) formé tout

(I); (II) R = H; (III) R = Cl; (IV) R = H; (V) R = Cl; (VI) R' = -CO CH₃; (VII) R' = -NO; (VIII); (IX)

d'abord, se détruit lors du traitement par l'eau. Il n'en est plus de même en présence de benzène où il se forme, à froid, un composé stable, fondant à 188°, répondant, par sa composition et ses caractères, à la formule d'un phénylazanthracène ($C^{19}H^{13}N$). Il s'introduirait ainsi un phényle par substitution.

Cette réaction s'explique d'elle-même si l'on considère l'azote d'un noyau

([5]) *J. Cl. Amer. Soc.*, **60**, 1938, p. 1801.

([1]) André Étienne, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 694.

pyridinique comme formant une sorte de groupement iminé cyclique, —CH=N—, donc apte, d'après M. Busch ([2]), à fixer le réactif de Grignard par addition à la double liaison et à donner des corps de type —CHR—NH—. C'est effectivement ce qui a été observé pour la pyridine et la quinoléine ([3]), mais non sans difficultés (il faut chauffer à 150°), parce que les doubles liaisons d'un cycle aromatique, tel que celui de la pyridine, n'ont pas leur réactivité habituelle.

Par analogie, on doit admettre que le phényle s'est fixé en 2 sur l'aza-1-anthracène. Toutefois le produit d'addition devrait être non pas le phényl-2 aza-1 anthracène (IV), mais son dihydrure en 1.2 (II). Or, quelles qu'aient été les précautions prises, ce produit n'a pu-être isolé. Cette perte spontanée d'hydrogène à froid différencie l'azanthracène de ses benzologues inférieurs, pyridine et quinoléine, plus encore peut-être que la grande facilité de la réaction de l'organométallique. K. Ziegler et H. Zeiser ([4]), en effet, ont signalé, dans la réaction du phényllithium sur la quinoléine, la formation d'un dihydrure de phénylquinoléine partiellement stable qui a été déshydrogéné par une oxydation au nitrobenzène.

La réaction décrite ne pouvait être considérée comme entièrement éclaircie tant que le sort de la molécule d'hydrogène resterait indéterminé. Le dérivé chloré en 9 de l'aza-1 anthracène a fourni les précisions voulues à cet égard. Phénylé sans précautions contre l'air et la lumière, il donne, directement lui aussi, le phényl-2 chloro-9 aza-1 anthracène ($C^{19}H^{12}NCl$) (V), F 157°. Le dihydrure intermédiaire (III) ($C^{19}H^{14}NCl$) n'a pu être isolé à l'état cristallisé, mais on a obtenu un certain nombre de dérivés de cette amine secondaire : dérivé acétylé stable (VI) ($C^{21}H^{16}ONCl$), F 170°; dérivé nitrosé (VII) ($C^{19}H^{13}ON^2Cl$), F 120-125°, moins stable; picrate, F 144°, se différenciant du picrate du produit déshydrogéné, F 148°, par une couleur et des solubilités différentes. Si l'on essaye d'isoler la base secondaire à partir de ces dérivés, on n'aboutit qu'à l'obtention du produit déshydrogéné. Cette déshydrogénation se fait par oxydation, soit par les oxydants (acide arsénique, benzoquinone, litharge), soit par autoxydation. La lumière solaire accélère fortement l'oxydation déshydrogénante à l'air. Mais l'irradiation prolongée provoque des transformations plus profondes, caractéristiques des corps anthracéniques, à savoir la dimérisation et l'oxydation en quinone. C'est ainsi que l'on obtient le *bis*-(phényl-2 chloro-9 aza-1 anthracène) (VIII), F 282°, et la phényl-2 aza-1 anthraquinone ($C^{19}H^{11}O^2N$) (IX), F 167°. La réduction de cette quinone par le zinc et le chlorure de zinc en phényl-2 aza-1 anthracène et l'examen des spectres d'absorption justifie la structure azanthracénique des produits finaux obtenus.

([2]) *Ber. d. chem. Ges.*, 37, 1904, p. 2691.

([3]) F. W. Bergstrom et S. H. Mc Allister, *J. Am. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 2845.

([4]) *Lieb. Ann.*, 485, 1931, p. 174.

Une incertitude peut cependant subsister sur la position exacte du groupement substituant : la position 2 est la plus vraisemblable, d'après les résultats antérieurement acquis, mais cependant la possibilité de fixation en 4 par addition 1.4 ne doit pas être exclue.

En conséquence, dans le cas de l'azanthracène, on est autorisé à penser qu'il se fait le dihydrure, mais celui-ci est beaucoup plus instable que ses analogues de la pyridine et de la quinoléine, sans doute parce que le système résonnant de l'azanthracène est lui-même beaucoup plus stable.

ACTINOMÉTRIE. — *Radiation solaire et échauffement de la surface du sol.* Note de M. **Marcelin Godard**, présentée par M. Charles Maurain.

Nous précisons dans la présente Note l'ampleur des variations de la température de la surface du sol *in situ* sous l'action d'intensités différentes de la radiation solaire.

Dispositif expérimental. — Deux parcelles en sol de limon non cultivé furent ombragées de juin à août 1943 par deux écrans horizontaux en tissu plus ou moins lâche, laissant passer respectivement 50 et 35 % de la radiation globale. Ces écrans, tendus à $0^m,60$ au-dessus du sol afin d'avoir une action négligeable sur les mouvements de l'air, étaient mis en place pendant les périodes non pluvieuses et seulement du lever au coucher du soleil; une autre parcelle servant de témoin recevait la pleine radiation. Les quantités d'énergie d'origine solaire reçues par chacune des parcelles étaient déduites des enregistrements d'un solarigraphe de Gorczynski et exprimées en calories-gramme. La température à la surface du sol était indiquée par un thermomètre disposé sur le sol et dont le réservoir était recouvert d'une couche mince de terre fine selon la technique préconisée par A. Angot.

Résultats. — De manière générale, si l'on considère les températures atteintes par la surface du sol, celles-ci sont d'autant plus élevées que la radiation reçue est plus intense. Ainsi, en juin par exemple, pour les journées d'observation au cours desquelles le maximum moyen noté sous abri est égal à $21°,2$, la moyenne des maxima à la surface du sol atteint $41°,3$ pour la parcelle normalement insolée. Elle s'élève à $31°,1$ et à $25°,5$ pour les parcelles ayant reçu respectivement 50 et 35 % de la radiation globale incidente.

L'amplitude de l'oscillation thermique diurne (différence max.-min.) est toutefois la donnée physique qu'il convient de considérer plus particulièrement pour caractériser l'échauffement de la surface du sol sous l'action de la radiation solaire. Les amplitudes relatives à chaque parcelle ont donc été comparées aux sommes correspondantes d'énergie solaire reçues par le sol entre le lever du soleil et 13^h, époque de la journée où se produisent les maxima pour l'ensemble des parcelles. Le tableau ci-après fournit les éléments de cette comparaison pour l'une des journées d'observation, caractérisée par un temps clair et chaud

(max. sous abri 31°; vent faible à modéré). Cette journée coïncide avec la fin de la période de sécheresse qui marqua le printemps et l'été.

Radiation globale et amplitude thermique diurne.
(Versailles, 30 juillet 1943.)

		Parcelle recevant	
	Témoin.	50 % de la radiation.	35 % de la radiation.
Radiation reçue par le sol du lever du soleil à 13^h T. M. G. Total en cal-g/cm²	353	177	123
Température de la surface du sol (°).			
minimum	14,2	13,2	12,3
maximum	53,0	40,7	36,0
amplitude	38,8	27,5	23,7
Élévation de température pour 1 cal-g reçue (°).	0,11	0,15	0,19

On voit que les amplitudes sont d'autant plus grandes que sont plus élevées les quantités de chaleur reçues. Toutefois, il n'y a pas de proportionnalité entre les amplitudes et les sommes de calories, comme on l'observerait dans le cas d'un système thermiquement isolé. Pour une quantité de chaleur solaire correspondant à 1 cal.-g., l'élévation de température résultante est d'autant plus faible que l'intensité de la radiation reçue par le sol est plus grande. Or la température prise par la surface, si elle dépend des gains de chaleur, dépend aussi des pertes. La variation observée dans le taux d'échauffement montre que ces dernières prennent une importance de plus en plus grande au fur et à mesure que, la radiation solaire augmentant d'intensité, la température de la surface du sol s'élève davantage, ce qui tend à déterminer l'exagération des pertes de chaleur due à la convection thermique notamment et au rayonnement.

Une variation analogue est observée au cours de la journée avec l'augmentation progressive de la radiation globale avec la hauteur du soleil; c'est au début de la matinée qu'est noté le plus grand accroissement de température pour une calorie reçue. Pour la parcelle normalement insolée, il atteint 0°,27 par calorie entre le lever du soleil et 9 heures. Plus tard, l'écart thermique entre les couches d'air et la surface du sol augmente considérablement en raison de la température plus élevée prise par cette dernière sous l'action de la radiation plus intense, l'air au contraire ne s'échauffant pas sensiblement sous l'action directe du rayonnement solaire en raison de son pouvoir diathermane. D'autre part, en raison de la température élevée atteinte par la surface, le gradient thermique entre cette dernière et les couches sous-jacentes tend à prendre une plus grande valeur absolue. Dans ces conditions, les pertes de la surface dans le sol par conduction et vers l'atmosphère par convection et rayonnement prennent une importance relative croissant avec la radiation reçue. Le taux d'échauffement tend alors à diminuer et, pour le témoin, ce dernier ne s'élève plus qu'à 0°,042 pour une calorie reçue entre 9^h et 13^h.

En résumé, par suite même du déterminisme des pertes calorifiques, celles-ci tendent à modérer l'échauffement de la surface du sol d'autant plus énergiquement que la radiation solaire est plus intense. Les amplitudes augmentent moins vite que les sommes de calories reçues, de sorte qu'il n'y a pas de proportionnalité entre ces deux dernières grandeurs.

La diminution de l'intensité de la radiation, en réduisant l'importance des pertes de chaleur, est partiellement compensée par une plus grande élévation de température pour une calorie reçue. Aussi en été, l'ensemble des observations permet de conclure qu'une intensité de la radiation correspondant à 35 % seulement de la radiation globale normale détermine une amplitude de l'oscillation diurne atteignant encore 60 % de celle observée à la surafce du sol pleinement insolé. Pour les trois mois d'observation, le contraste thermique résultant s'est traduit à 5^{cm} de profondeur par une diminution de la température journalière de $4^{\circ},3$.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Observations sur la structure des chloroplastes.* Note de M. **Pierre Dangeard**.

La question de la structure des chloroplastes a été longtemps controversée. A la suite des travaux de Heitz (1936-37), J. Doutreligne (1935), Beauverie (1938), Weier (1938), on tend aujourd'hui à abandonner l'idée de l'homogénéité des chloroplastes : ceux-ci renfermeraient de très petits éléments imprégnés par la chlorophylle, les *grana*, au sein d'un stroma incolore. Cependant des obscurités subsistent au sujet de l'existence générale des *grana*, de leur forme, de leur nature chimique et de leurs relations avec le stroma; en outre l'existence d'une membrane autour des chloroplastes est encore matière à discussion.

Nous avons eu en vue 1° de vérifier l'existence des *grana* par méthode vitale; 2° de mettre en évidence les *grana* par les méthodes histologiques de fixation suivies de coloration; 3° de les caratériser chimiquement; 4° de rechercher leur existence dans les leucoplastes. Nous avons étudié pour cela principalement les Mousses (*Mnium*, *Atrichum*, *Hookeria* etc), diverses Monocotylédones (*Agapanthus*, *Eucomis*, Ornithogale, Iris, *Tradescantia*, Orchidées indigènes etc.) et Dicotylédones (Belladone, Betterave, *Rumex*, *Hydrocotyle*). Dans les Mousses, particulièrement dans les diverses espèces du genre *Mnium* et dans le *Hookeria lucens*, les *grana* sont très visibles *in vivo* dans les cellules intactes; leur forme est variable et ils ne sont pas uniformément sphériques, mais parfois en bâtonnets, même vus de face; d'autre part ils sont conservés par le carmin-acétique et aussi par des fixateurs variés tels que l'alcool absolu, le liquide de Nawaschine, de Bouin-Hollande. Après ces fixations ils peuvent être colorés par l'hématoxyline et ils se retrouvent avec une grande netteté dans les préparations. La méthode de Regaud permet aussi de les conserver, mais plus difficilement et, pour une raison ignorée, elle fait apparaître souvent les chloro-

plastes homogènes, comme l'avait d'ailleurs constaté Guilliermond (1931). La fixation par la méthode de Regaud confère encore très souvent aux chloroplastes une structure très finement alvéolaire, les alvéoles correspondant sans doute aux *grana* non colorés. Enfin nous avons pu colorer et mettre en évidence des *grana*, dans certains cas, par la méthode de Regaud, non seulement chez des Mousses, mais encore chez des Plantes Supérieures. D'autres fixations mitochondriales (Helly, Benda-Meves) conservent les *grana* et permettent souvent de les colorer dans de bonnes conditions.

Les *grana* varient non seulement dans leur forme, mais encore dans leur taille, dans leur nombre et dans leur répartition; ce ne sont pas des éléments à disposition superficielle, comme l'avait admis Beauverie, mais ils siègent dans toute l'étendue du plaste, assez régulièrement distribués d'ordinaire, mais parfois inégalement distants les uns des autres; ils diffèrent aussi fréquemment dans un même chloroplaste par la taille et l'affinité pour les colorants : assez souvent un ou plusieurs *grana* se distinguent des autres par leur taille et leur caractère plus chromatique.

On a pu penser que les *grana* étaient de petites gouttelettes lipidiques dans lesquelles la chlorophylle aurait été dissoute. Cependant, comme nous l'avons montré, ils se colorent par l'hématoxyline après diverses fixations, et ils ne réduisent pas spécialement l'acide osmique; ils sont conservés après l'action de l'alcool absolu; le passage au xylol et à la benzine dans le montage des préparations ne les altère pas et laisse intacte leur propriété de fixer les colorants (fuchsine, hématoxyline); ils ne sont pas spécialement réfringents, et l'eau iodée les colore en jaune brun; les *grana* ont probablement, comme le stroma lui-même, une constitution lipo-protéidique.

Les *grana* représentent une structure vitale; cela paraît hors de doute après les observations de Heitz et de J. Doutreligne; cependant certaines distinctions sont à établir. Chez les Mousses, dont les feuilles minces sont très favorables à l'observation, les *grana* sont faciles à observer dans les cellules intactes; dans les feuilles des Plantes Supérieures les *grana* s'observent dans les cellules bien vivantes à cyclose conservée, mais leur visibilité s'accentue dans toutes les cellules altérées et plus ou moins nécrosées; parfois la présence des *grana* ne peut être affirmée que dans les cellules ayant subi un commencement d'altération; la mise en évidence des *grana* répond alors à ce qu'on appelle parfois un *artefact vital.*

Les auteurs admettent en général que les *grana* sont le support de la chlorophylle et des pigments associés, tandis que le stroma serait incolore. Cependant cette manière de voir nous paraît insuffisamment fondée. Chez des Mousses comme les *Mnium*, ou chez une Ornithogale, il nous paraît impossible d'affirmer que les *grana* sont les seuls éléments colorés à l'exclusion du stroma; l'impression est même tout à fait inverse, et pourtant les *grana* sont relative-

ment gros et suffisamment distincts ([1]). La question mérite donc d'être réservée à notre avis, et il en est de même de l'opinion de Heitz, d'après laquelle les *grana* seraient, non de petites sphérules, mais des disques; l'action des réactifs qui amènent une contraction des plastes fait apparaître, il est vrai, les *grana* comme des bâtonnets ou de petits filaments, mais ce résultat semble dû à une déformation et non obligatoirement à une présentation de profil de *grana* discoïdes. La forme des *grana* nous paraît être susceptible de variations suivant les plantes et suivant les cellules. La forme discoïde serait assez fréquente, mais elle n'aurait nullement un caractère de généralité.

Les leucoplastes, dans les quelques exemples où leur taille est suffisante pour justifier une étude de la structure (Orchidées indigènes), ne nous ont montré aucun *grana* soit par l'étude vitale, soit par l'emploi des méthodes histologiques. Cette particularité de structure pourrait donc être caractéristique des chloroplastes.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Essais de printanisation de diverses Céréales.* Note de M. **Roger David**, présentée par M. Louis Blaringhem.

On sait que la printanisation consiste à faire passer une plante par certaines phases avant les semailles, de façon à modifier l'époque de la période de reproduction. De nombreux essais ont été effectués, sur les céréales, à l'étranger et surtout en Russie. En France, le Blé a fait l'objet de divers essais ([1]). Nous avons cherché à printaniser, non seulement une variété de cette espèce, mais encore d'autres Céréales, et nous avons expérimenté dans deux régions de notre pays nettement différentes, la région parisienne et la région provençale. Dans la région de Marseille, nous avons essayé de printaniser le Blé, l'Orge et le Maïs. Dans la région parisienne, nos essais ont porté, non seulement sur les mêmes céréales, mais aussi sur d'autres, Seigle et Avoine. Le froid a été expérimenté sur toutes les espèces avec des durées variables. Le traitement par la chaleur a été essayé sur le Maïs dont on pouvait supposer que le thermostade nécessite des températures plus élevées. Tous ces traitements ont été effectués à l'obscurité.

Les résultats ont été analogues dans les deux régions expérimentées :

Le *Blé Vilmorin* 27, semé sans traitement préalable le 24 mars à Marseille, le 14 avril à Paris et le 28 avril à Bellevue, n'arrive pas à épiaison; les plantes restent acaules, elles produisent un grand nombre de feuilles groupées sur une dizaine de tiges restées excessivement courtes. Après avoir subi le traitement de printanisation (eau 37 %, germination

---

([1]) Ce problème a fait l'objet d'un travail de Jungers et Mme Doutreligne dans *La Cellule*, 1941-43, 49, pp. 407-418; ces auteurs concluent à une localisation de la chlorophylle dans les *grana*.

([1]) M. Friedberg, *C. R. Acad. Agric. France*, 20, 1934, p. 220; H. Geslin et J. Servy, *ibid.*, 20, 1934, p. 335.

à 10°C. environ pendant 1 ou 2 jours, puis à 2°C. pendant 1, 2, 3 ou 4 mois) les plantes sont arrivées normalement à l'épiaison. Une observation quotidienne nous a montré que l'épi est déjà différencié (2 à 3^{mm} de long), 1 mois 1/2 après le semis, alors que le chaume axial est, seul encore, développé et long de 7 à 12^{cm} (suivant la durée du traitement). Les feuilles, moins nombreuses que chez les témoins, sont beaucoup plus larges (7 à 10^{mm} au lieu de 4 à 6^{mm}). Le nombre des talles produisant des épis varie de 1 à 5. Toutefois, quelle que soit la durée du traitement, les rendements ont été un peu inférieurs à ceux du Blé semé avant l'hiver. La taille de ces derniers a été égale ou supérieure à celle des sujets printanisés. Si l'on modifie le traitement en fournissant aux grains toute l'eau qu'ils peuvent absorber, les plantules s'accroissent davantage que celles printanisées avec 37 % d'eau. L'intensité respiratoire pendant le traitement est supérieur à celui de ces dernières. Après le semis, les premiers entrenœuds se développent aussi plus rapidement; le tallage est plus précoce ainsi que la différenciation des épis. Mais la taille des plantes adultes après la fructification est inférieure à celle des autres sujets printanisés avec une même durée de traitement. Le rendement est sensiblement augmenté, ainsi que le poids moyen des grains. L'augmentation de la quantité d'eau pendant le traitement entraîne donc une plus grande activité métabolique se traduisant par un accroissement de la précocité de l'épiaison, de la floraison et de la fructification. Les chaumes, plus hâtivement formés, sont de taille réduite, mais les rendements sont augmentés.

L'*Orge carrée d'hiver*, semée dans les mêmes conditions et aux mêmes dates que le Blé, donne des résultats analogues. La printanisation (eau 33 %; 2 à 3 jours à 10°C., puis à 2°C. pendant 1, 2, 3, 4 mois) provoque l'épiaison, qui ne se produit pas chez les témoins. Ces derniers possèdent 11 à 15 tiges rudimentaires portant de nombreuses feuilles de 6^{mm} de largeur, tandis que les sujets traités possèdent 4 à 7 talles (portant chacun un épi) dont les feuilles atteignent 8 à 12^{mm}. La taille des plantes adultes varie peu quelle que soit la durée du traitement. Il en est de même du rendement en grains.

Le *Seigle d'hiver des Vosges*, semé le 6 avril à Meudon, n'arrive pas à former de chaume ni à épier, tandis que les sujets traités (eau 45 %; 5 à 6 jours à 10°C. pendant 1 mois 1/2, 2 mois 1/2, 3 mois 1/2) montent et forment normalement leurs épis. Le rendement est sensiblement le même quelle que soit la durée du traitement essayé.

L'*Avoine grise d'hiver*, semée le 14 avril à Paris et le 28 avril à Bellevue, est arrivée à produire des épis, même sans traitement mais avec un retard considérable sur les sujets printanisés (eau 40 %; 5 à 8 jours à 10°C., puis à 2°C. pendant 2, 3, 4 mois). Ainsi, 1 mois 1/2 après le semis, alors que les sujets traités ont déjà développé une tige principale de 10^{cm} environ de longueur, constituée par 5 entrenœuds bien développés terminée par un épi déjà différencié et long de 4 à 9^{mm}, le témoin ne possède qu'une tige axiale rudimentaire de 8^{mm} de long terminée par un bourgeon non encore différencié en épi. A cette époque, le nombre des feuilles est beaucoup plus grand chez les témoins (une vingtaine) que chez les sujets printanisés (10 à 15 environ). La largeur du limbe est, par contre, plus grande chez ces derniers (10 12^{mm}) que chez les témoins (7 à 8^{mm}). Ces différences s'atténuent par la suite, mais sont encore très sensibles chez la plante adulte, dont la taille est inférieure à celle des sujets printanisés. Ainsi, avec cette espèce, qui monte en semis tardif, on obtient, dans les conditions de l'expérience, une augmentation du rendement et du poids moyen des grains.

Le *Maïs*, traité par le froid (eau 30 %; 7 jours à 16°C., puis à 3° pendant 1 mois), possède une tige principale qui s'allonge d'abord un peu plus rapidement que celle des témoins et donne un épi mâle terminal 5 jours avant ces derniers, qui continuent donc à s'accroître jusqu'à la formation de cet épi. De sorte que les plantes témoins adultes sont plus longues que les sujets printanisés. Le traitement provoque également un accroissement

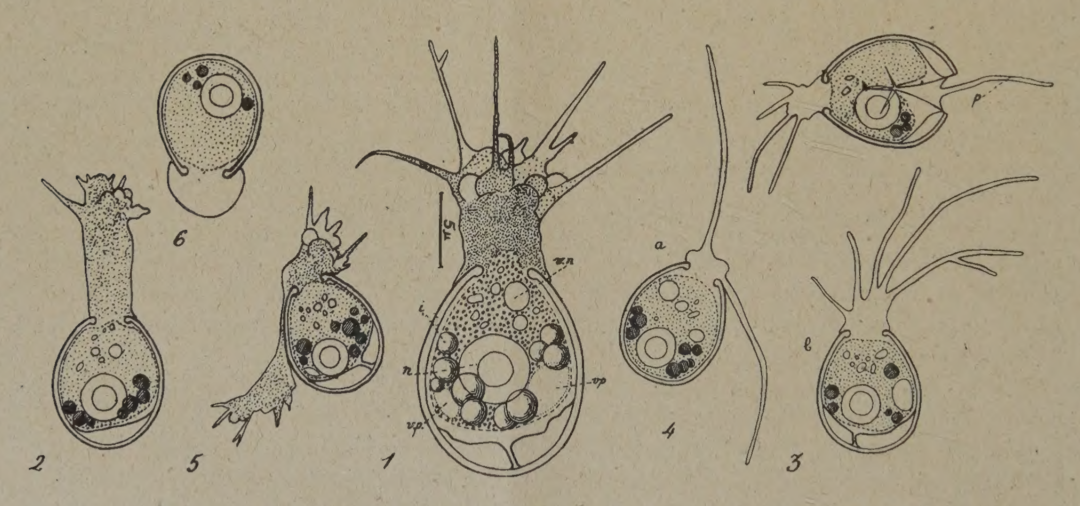
de la précocité des épis femelles, qui sont, à la récolte, tout comme les plantes elles-mêmes, un peu plus petits que les témoins; c'est donc une diminution sensible du rendement qui est à enregistrer. La printanisation du Maïs par la chaleur (15°C. pendant 24 heures, puis 25° pendant 20 jours, à l'obscurité) provoque un léger retard à la croissance, à la formation des épis et à la maturation ainsi qu'une légère diminution du rendement.

En résumé, c'est le traitement à basse température qui nous a donné les résultats les plus nets : nous avons réussi à transformer en Céréales de printemps des variétés d'hiver de Blé, Orge, Seigle et Avoine. Ainsi, chez les Céréales d'hiver, l'accomplissement du thermostade paraît provoquer la formation des hormones de croissance nécessaires à l'allongement des chaumes et le début de la formation d'une substance de floraison devenant active à la fin du photostade.

PROTISTOLOGIE. — *États cytoplasmiques chez un Thécamœbien, la* Cryptodifflugia oviformis *Pén.; l'ectoplasme en milieu homogène.* Note de M. **Louis Ziéglé**, présentée par M. Maurice Caullery.

La *Cryptodifflugia oviformis* Pén. appartient au groupe des *Reticulo-Lobosa* créé par De Saedeleer ([1]) pour des formes dont les pseudopodes sont exclusivement ectoplasmiques. On l'a utilisée pour l'étude des états d'équilibre que peut présenter l'ectoplasme d'un Thécamœbien, selon les conditions physiques offertes par le milieu, en examinant les animaux d'un clone dans des milieux homogènes de pH 6,8 et de viscosité variable.

I. *Forme fondamentale d'équilibre.* — Dans un milieu gélosé à 15 °/₀₀



n, noyau; *v. p.*, vacuole pulsatile; *v. n.*, vacuole digestive; *i*, inclusion réfringente; *p*, pseudopode formé après ouverture de la thèque.

(viscosité moyenne), la région ectoplasmique buccale comprend les pseudopodes hyalins et une partie basale, le pied (*fig.* 1), qui possède la structure et la

([1]) *Arch. Zool. exp. et gén.*, 74, 1931, p. 597.

réfringence d'un endoplasme granuleux (sans d'ailleurs en présenter les vacuoles). Le lobe endoplasmique obtus, qui très souvent prolonge, dans la base du pied, la masse endoplasmique contenue dans la thèque, est d'ailleurs seul capable de digérer les proies. Les pseudopodes d'épaisseur uniforme, arrondis à leur extrémité, se forment en deux étapes : d'abord s'édifient, à la surface du pied, des hernies hyalines, souvent signalées chez les Amœbiens nus, puis certaines d'entre elles poussent un prolongement digitiforme, qui est un jeune pseudopode. Solation locale et pression déterminant la sortie de l'ectoplasme sont suivies d'une gélation, qui gagne rapidement à partir de la surface non liquifiée et fige d'abord hernie et pseudopodes, puis leur fait prendre la même structure granuleuse que le reste du pied. Suit une phase de rétraction, où le pseudopode diminue d'épaisseur et devient aigu à son extrémité, tandis qu'il est affecté de mouvements de nutation, dus sans doute aux tractions inégales de la membrane, devenue nettement visible.

II. *Variations de la forme d'équilibre avec la viscosité du milieu.* — Chez les animaux développés dans un milieu plus concentré en gélose, le pied est beaucoup plus allongé, les pseudopodes au contraire plus courts et plus rares, la plupart des hernies hyalines n'évoluant pas en pseudopodes (*fig.* 2). Des modifications inverses ont lieu lorsque la dilution augmente. Dans le cas extrême, en milieu liquide, les pseudopodes, très longs, prennent directement origine à la surface du pied très réduit. Leur extrémité ne s'effile pas de façon visible pendant la rétraction, qui s'accompagne néanmoins de mouvements de flexion très marqués (*fig.* 3 *a* et *b*).

Un mécanisme physiologique invariable, fonctionnant dans des milieux de viscosité différente, pourrait expliquer partiellement ces variations. La forme sphérique des hernies correspond à l'équilibre qu'impose la viscosité moyenne du milieu de l'ectoplasme s'écoulant par un pore étroit, dû à une solation locale. Dans ce milieu se crée ainsi, au pôle de la sphère, une zone de moindre résistance, permettant, à la faveur d'une nouvelle solation, la poussée ultérieure d'un pseudopode. En milieu plus solide, cette poussée est impossible. En milieu liquide, au contraire, elle a lieu directement.

Mais ce mécanisme peut ne pas être réalisé normalement dans l'équilibre physiologique. Ainsi les formes décrites dans l'eau ne sont pas durables. L'animal y rétracte bientôt son panache buccal, et l'état obtenu est celui qui est constamment réalisé dans la région ectoplasmique épaisse qui occupe le pôle aboral de la masse cytoplasmique décollée de la thèque.

Dans cette région, si l'on ouvre artificiellement un orifice dans la thèque, on constate la formation de pseudopodes minces et éphémères (*fig.* 4). Normalement, dans l'espace postérieur rempli de liquide, ces pseudopodes ne peuvent persister que lorsqu'ils se tendent en travées, entre la thèque et la masse du corps, constituant les endolobopodes des auteurs.

Les changements d'états du pied ne dépendent pas d'échanges avec l'endo-

plasme. Il peut en effet être divisé en deux lobes, dont l'un, glissant sur la thèque par sa surface, n'est plus relié au premier que par une mince lame ectoplasmique et se trouve en fait indépendant (*fig.* 5). Il est néanmoins tantôt hyalin, tantôt granuleux.

Enfin, à l'ensemble de ces états, sans cesse remaniés, qui correspondent à la forme active de l'animal et qui s'accompagnent du phénomène physiologique de la progression, s'oppose un état d'équilibre stable, réalisé par la forme quiescente. L'ectoplasme est alors rassemblé en un bouchon hémisphérique coiffant la bouche (*fig.* 6). La forme active dérive de celle-ci par une transformation instantanée, thixotropique d'après Fauré-Frémiet (²).

A 16ʰ l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16ʰ30ᵐ.

A. Lx.

(²) *Arch. Anat. Microsc.*, 23, 1927, p. 99.

ERRATA.

(Séance du 2 octobre 1944.)

Note de MM. *Gabriel Bertrand* et *Didier Bertrand*, Présence générale du rubidium chez les plantes :

Page 325, ligne 23, *au lieu de* Millier, *lire* Miller.